

FUNK UND TON



Monatsheft für Hochfrequenztechnik und Elektroakustik

AUS DEM INHALT

Prof. O. ZINKE: Gespaltene Dipolgruppen als Längsstrahler
für breiten Frequenzbereich

Baurat J. KAMMERLOHER: Beitrag zur Berechnung
vormagnetisierter Drosselspulen

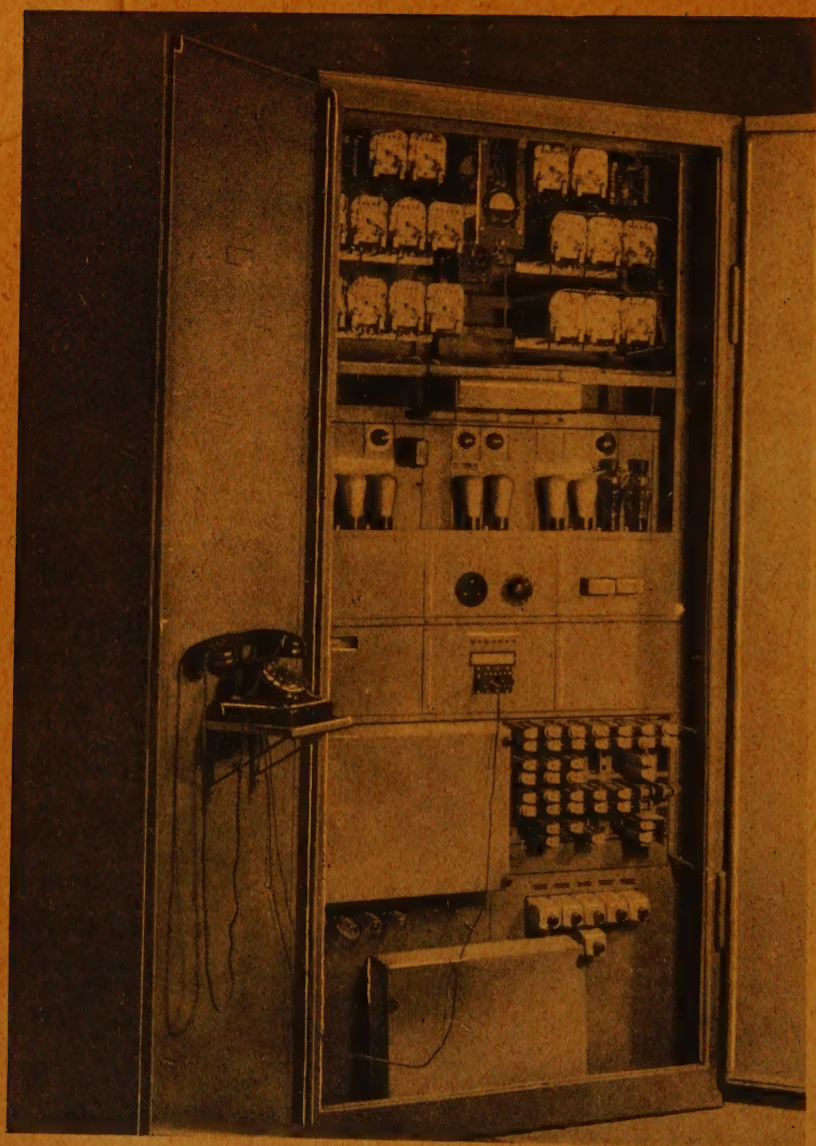
Dr.-Ing. F. W. GUNDLACH: Die Raumladungssteuerung im
Laufzeitgebiet bei hohen Aussteuerungsgraden

Dr.-Ing. WILHELM KLEIN: Abgestimmte Röhrevoltmeter
in der Trägerfrequenztechnik

HARRY HERTWIG: Elektrische Kippschwingungen

SEPTEMBER 1948 • HEFT 9 • PREIS 3 MARK

VERLAG FÜR RADIO-FOTO-KINOTECHNIK G.M.B.H.



Aufnahme: Schwahn

HF-Telefoniegerät
zum Verkehr auf 100 000-V-Leitungen zwischen den Elektrizitätswerken

Gespeiste Dipolgruppen als Längsstrahler für breiten Frequenzbereich

Es werden neue Bemessungsregeln für die Anordnung von Dipolen zu Längsstrahlergruppen angegeben. Die Halbwertbreite von Längsstrahlergruppen aus Dipolen, deren Abstände nach einem bestimmten Gesetz verringert sind, zeigt eine Verbesserung der Bündelung um 30 bis 45% gegenüber früher bekannten Anordnungen. Die Speisung für Schmalband- und Breitbandbetrieb wird erörtert und die Beziehung zur Yagi-Antenne und den dielektrischen Längsstrahlern nach Mallach gezeigt.

I. Unterschied zwischen Querstrahlern und Längsstrahlern

Querstrahler bündeln dank ihrer Ausdehnung w quer zur Richtung der Strahlungskeule, wobei w groß gegen die Wellenlänge λ bleibt. Eine gleichmäßige Bündelung in Horizontalebene und Vertikalebene erfordert eine flächenhafte, oft quadratische oder kreisrunde Fläche mit gleichphasig schwingenden Dipolen oder Feldlinien (Dipolwand, Parabolspiegel, Hornstrahler). Die Bündelung steigt eindeutig mit w/λ .

Längsstrahler sind Anordnungen, deren Standlinie in Richtung der gewünschten Sende- bzw. Empfangsrichtung angeordnet ist. In dieser Richtung addieren sich z. B. bei einer Sendeantenne die Wellen aller strahlenden Einzelelemente, während nach den Seiten die Gangunterschiede der von den Einzelstrahlern ausgesandten Wellen zur Interferenz führen und die Wellen sich im wesentlichen auslöschen.

Die bekanntesten Längsstrahler sind der Peilrahmen und die Yagi-Antenne. Ersterer hat bekanntlich die vom Standpunkt der Querstrahler aus merkwürdige Eigenschaft, daß sein Strahlungsdiagramm völlig unabhängig von der Wellenlänge ist, solange der Rahmendurchmesser nur klein gegen diese bleibt. Allerdings ist in diesem Fall sein Strahlungswiderstand stark frequenzabhängig und so klein, daß er gegen den induktiven Blindwiderstand und den Verlustwiderstand des Rahmens verschwindet.

Die Yagi-Antenne hat Dimensionen in der Größe der Wellenlänge und daher einen Strahlungswiderstand, der erheblich die Verlustwiderstände überwiegt.

Für eine geringe Zahl von Stäben ist die Bündelung gering¹⁾. Weiter sind die notwendigen Längen und Abstände der strahlungs-erregten Stäbe so frequenz-abhängig, daß mit einer Yagi-Antenne hinsichtlich Anpassung und Strahlungs-diagramm nur ein Frequenzbereich von etwa

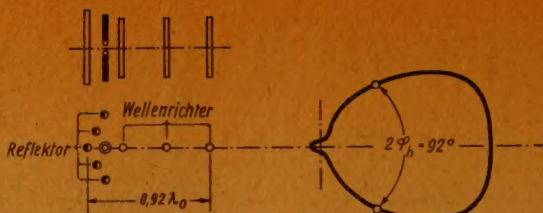


Abb. 1. Aufbau und Diagramm einer Yagi-Antenne

$\pm 3\%$ bestrichen werden kann. Ob dieser Bereich durch Verwendung dickerer Stäbe und Einfügen von Kompensationsschaltungen in die Stäbe verbreitert werden kann, müssen Versuche erst zeigen.

Erwünscht ist für manche Zwecke eine Längsstrahleranordnung, die Breitband-charakter hat. Es soll daher im folgenden untersucht werden, ob das Strahlungs-diagramm einer Reihe von in Strahlrichtung aufgestellten, gespeisten Dipolen bei größeren Frequenzänderungen als Richtdiagramm erhalten bleibt, welche Dipolabstände zweckmäßig und welche Speisungsart notwendig ist.

II. Aufbau und Bündelung von gespeisten Längsstrahlern

Eine bekannte Anordnung (Abb. 2) sieht Dipole vor, die im Abstände einer halben Wellenlänge alternierend, d. h. mit jeweils 180° Phasenverschiebung gespeist werden. Jeder Stab erhält einen (in Abb. 2 durch den Halbmond gekennzeichneten) Reflektor im Abstand $\lambda_0/4$ zur Ausblendung der Rückstrahlung. Die Berechnung des Strahlungsdiagramms führt zu erheblichen Halb-wertbreiten $2 \varphi_h$ selbst bei großen Längen. So hat eine Längsstrahlerreihe mit 16 Stäben und einer Länge $L = 3,75 \lambda_0$ noch eine Halbwertbreite von $2 \varphi_h = 62^\circ$, während eine Dipolwand von $1,5 \lambda_0 \times 2 \lambda_0$ Ausdehnung mit 16 Stäben die Halbwertbreite $2 \varphi_h = 38^\circ$ besitzt. Zunächst muß also die Frage geklärt werden, warum der Längsstrahler ein so breites Strahlungsdiagramm hat.

1. Verbesserung der Bündelung durch kleinere Abstände

Wie bereits in meinem Beitrag in Heft 137 der Lilienthalgesellschaft nach-gewiesen ist, folgt bei einem Längsstrahler, dessen Elemente sich in Haupt-strahlrichtung phasengleich addieren, die Abweichung vom Maximum dem Gesetz φ^4 , während bei einem Querstrahler das Gesetz φ^2 gilt, wobei φ den Winkel zwischen Strahlrichtung und Standlinie der Strahler bedeutet. Für kleine Winkel bleibt daher die Charakteristik relativ lange auf ihrem Wert bei $\varphi = 0$, um erst später von diesem Maximum abzufallen. Diese Erkenntnis

führt zu einer wirksamen

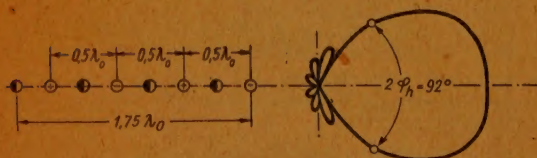


Abb. 2. Alternierend gespeister Längsstrahler

¹⁾ In Proc. Inst. Radio Engrs., N.Y. 161 (1928) S. 724 hat Yagi ein sehr scharfes Richtdiagramm für 22 Strahler veröffentlicht. Leider ist dies eine Nahfeld-aufnahme, bei der bekanntlich die Bündelung sehr viel schärfer als im Fernfeld ist.

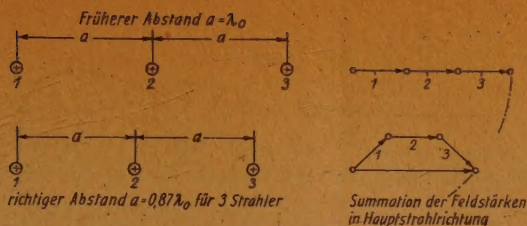


Abb. 3. Bessere Bündelung durch Verkürzung der Abstände

Verbesserung des Längsstrahlers, wenn man dafür sorgt, daß bei $\varphi = 0$ die einzelnen Strahlerelemente sich nicht phasengleich addieren, sondern eine passende Phasenverschiebung haben. Abb. 3 zeigt das einfache Mittel:

Oben ist die übliche Anordnung gezeichnet, wobei die

mit Gegenphase schwingenden Dipole und die Reflektoren weggelassen sind. Die neue Anordnung besteht in einer Verkürzung der Abstände, die für drei Dipole zahlenmäßig dargestellt ist. Die Verkürzung ist dadurch begrenzt, daß eine weitere Verringerung der Abstände die Halbwertbreite nur unwesentlich steigern würde, die Nebenmaxima aber stark hochschießen ließe. Läßt man eine Erhöhung der Nebenmaxima auf etwa 30% des Hauptstrahls zu, so kann man die Halbwertbreite durch die genannte Abstandsverminderung um immerhin 27% verbessern. Eine unter 2. besprochene weitere Maßnahme gestattet sowohl die Halbwertbreite weiter zu verringern, als auch die Nebenmaxima unter 10...15% zu senken.

Die Verkürzung der Abstände a/λ_0 zeigt die Tabelle 1 in Abhängigkeit von der Zahl n der verwendeten Dipole.

Tabelle 1

Dipolzahl $n \dots$	2	3	4	5	6	8	10	15	20	50
Verkürzung a/λ_0	0,79	0,87	0,91	0,928	0,94	0,955	0,964	0,976	0,982	0,998

Die Verkürzung a/λ_0 folgt der Beziehung

$$a/\lambda_0 = 1 - \frac{0,36}{n} \text{ für } n \geq 4 \quad (1)$$

Die Gesamtlänge der Strahleranordnung ist unabhängig von n immer etwa um $0,36 \lambda_0$ kleiner als für $a = \lambda_0$.

Das Strahlungsdiagramm folgt aus

$$\frac{E}{E_0} = \frac{\sin n \frac{\pi a}{\lambda_0} \cos \varphi}{0,8 \cdot \sin \frac{\pi a}{\lambda_0} \cos \varphi} \quad (2)$$

Daraus ergibt sich mit (1) für die Halbwertbreite $2 \varphi_h$

$$\cos \varphi_h = \frac{n \pi - 2,123}{n \pi - 1,130}$$

und

$$2 \varphi_h = \frac{1,6}{\sqrt{n}} \text{ für } n \geq 4$$

n ist die Zahl der gleichphasig gespeisten Strahler.

An Stelle von n kann man die Gesamtlänge L einführen. Im folgenden ist angenommen, daß die gegenphasigen Dipole und die Reflektoren vorhanden sind.

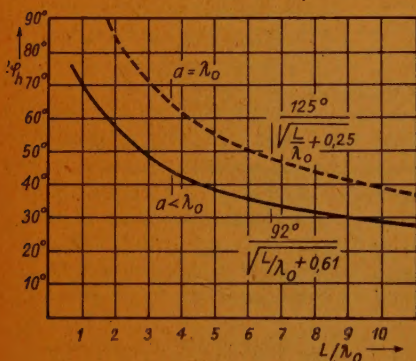


Abb. 4. Halbwertbreite des Längsstrahlers mit verkürztem Abstand abhängig von der Länge

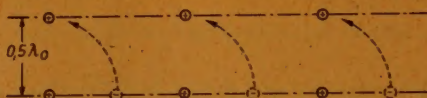


Abb. 5. Umgruppierung der gegenphasigen Strahler zur gleichphasigen $\lambda/2$ -Gruppe

Dann ist die Gesamtlänge

$$L = n \cdot a - \frac{\lambda_0}{4}$$

und

$$\frac{L}{\lambda_0} = n \cdot \frac{a}{\lambda_0} - \frac{1}{4} = n - 0,36 - 0,25$$

Damit wird

$$n = \frac{L}{\lambda_0} + 0,61 \text{ und}$$

$$2 \varphi_h = \frac{1,6}{\sqrt{\frac{L}{\lambda_0} + 0,61}} = \frac{92^\circ}{\sqrt{\frac{L}{\lambda_0} + 0,61}} \quad (8)$$

Die Halbwertbreite nimmt also nur mit der Wurzel aus der Länge der Strahlergruppe ab.

Würde man entsprechend der früheren Anordnung $a = \lambda_0$ halten, so ist in Formel (8) im Zähler 1,6 durch 2,2 und im Nenner 0,61 durch 0,25 zu ersetzen; die Halbwertbreite ist also beträchtlich geringer. Abb. 4 zeigt die Halbwertbreite, abhängig von L/λ_0 nach (8) im Vergleich zum früheren Längsstrahler mit $a = \lambda_0$.

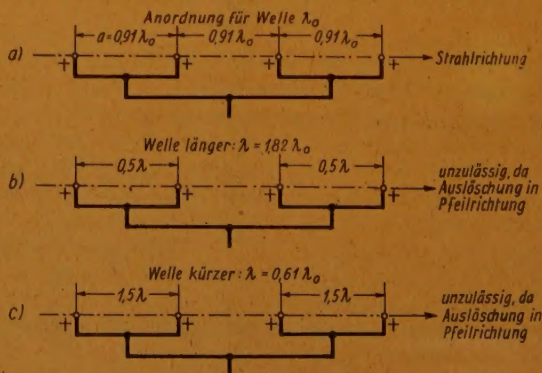


Abb. 6. Mögliche Speisung für Frequenzbereich $\pm 10\%$ der mittleren Frequenz

2. Umgruppierung der gegenphasigen Strahler

Die gegenphasigen Strahler, die in den Lücken zwischen den n gleichphasigen Strahlern stehen, erfüllen nur die Aufgabe, die Strahlung bei $\varphi = 90^\circ$ und 270° auszulöschen. Dieses Ziel erreicht man sehr viel wirksamer durch eine gleichphasige $\lambda/2$ -Gruppe in Querstellung.

Aus Abb. 5 ist die Umgruppierung der gegenphasigen Strahler zu erkennen.

Dadurch wird die Gesamtlänge weiter verkürzt und das Diagramm verbessert.

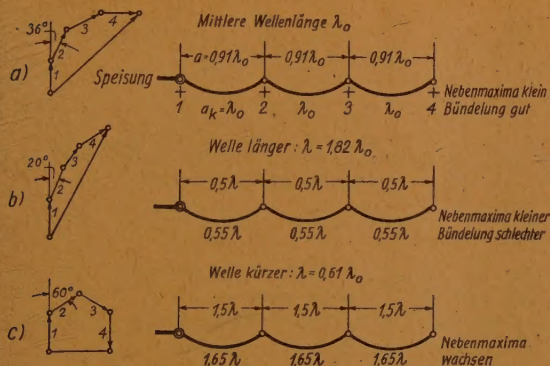


Abb. 7. Breitbandspeisung für Längsstrahler

3. Ausblendung der Rückstrahlung

Es ist möglich, jedem Einzelstrahler seinen Reflektor zu geben. Man kann aber auch daran denken, wie bei der Yagi-Antenne einige Reflektoren hinter die ganze Gruppe zu stellen, oder auch eine kleine Wand zu verwenden.

III. Speisung von Längsstrahlern für schmalen Frequenzbereich

Bei Querstrahlern besteht eine wirksame Breitbandspeisung für den Frequenzbereich $f_{\max}/f_{\min} = 4:1$ in der Zusammenfassung der Dipole in Gruppen zu je 2, wie es Abb. 6 andeutet.

Abb. 6b zeigt, daß bei Verlängerung der Betriebswelle λ auf $1,82\lambda_0$ die gleichphasigen Einzelstrahler Abstände von $\lambda/2$ bekommen, so daß die Strahlung, anstatt in der gewünschten Längsrichtung ein Maximum zu haben, auf Null einzieht. Das gleiche geschieht bei Verkürzung der Betriebswelle auf $\lambda = 0,61\lambda_0$ (Abb. 6c). Diese Speisungsart ist also bei Längsstrahlern nur für einen schmalen Frequenzbereich von $\pm 10\%$ möglich.

IV. Breitbandspeisung für Längsstrahler

Die Speisung, die für breiteren Frequenzbereich notwendig ist, zeigt Abb. 7. Die Strahler werden durch angepaßte Kabel verbunden, die, bezogen auf die Strahlrichtung, von rückwärts gespeist werden. Bei $n = 4$ ist eine Verkürzung auf $a = 0,91\lambda_0$ mit Rücksicht auf bessere Halbwertbreite notwendig. Dabei ist gleichphasige Speisung der Strahler vorausgesetzt. Die Kabel müssen also so lang sein, daß sie für die mittlere Welle λ_0 zwischen je 2 Strahlern die Phase gerade um 2π drehen. Bezeichnet man mit λ_k die bei der Betriebswelle λ sich auf dem Kabel ausbildende Wellenlänge und a_k die Kabellänge zwischen den beiden Strahlern, so bleibt die in Strahler 2 startende Welle gegen die von Strahler 1 ausgehende Welle zeitlich um den Winkel $2\pi a_k/\lambda_k$ zurück. Andererseits hat die Welle den Vorsprung $a \cos \varphi$, wenn φ den Winkel gegen die Hauptstrahlrichtung bedeutet. Daher ist die Gesamtphasenverschiebung von 2 gegenüber 1 im Fernfeld

$$\alpha = \frac{2\pi a_k}{\lambda_k} - \frac{2\pi a}{\lambda} \cos \varphi$$

$$\alpha = \frac{2\pi a}{\lambda} \left(\frac{\lambda}{\lambda_k} \frac{a_k}{a} - \cos \varphi \right) \quad (4)$$

und

$$\frac{E}{E_0} = \frac{\sin \frac{n\pi a}{\lambda} \left(\frac{\lambda}{\lambda_k} \frac{a_k}{a} - \cos \varphi \right)}{\sin \frac{n\pi a}{\lambda} \left(\frac{\lambda}{\lambda_k} \frac{a_k}{a} - 1 \right)} \cdot \frac{\sin \frac{\pi a}{\lambda} \left(\frac{\lambda}{\lambda_k} \frac{a_k}{a} - 1 \right)}{\sin \frac{\pi a}{\lambda} \left(\frac{\lambda}{\lambda_k} \frac{a_k}{a} - \cos \varphi \right)} \quad (5)$$

Für die mittlere Welle wird nun $\frac{\lambda}{\lambda_k} \frac{a_k}{a}$ gleich dem reziproken Wert der aus Tabelle 1 folgenden Verkürzung gewählt, damit bei der Bandmitte die Halbwertbreite optimal ist. Abb. 7 zeigt ein Beispiel für $n = 4$.

Es sind die gleichen Wellenlängenänderungen vorgenommen, die bei der Schmalbandspeisung in Abb. 6 zur Auslöschung führten. Man erkennt, daß jetzt bei der längeren Welle die Bündelung etwas schlechter wird und die Nebenmaxima dabei abnehmen. Das ist ein von den Querstrahlern her bekanntes Verhalten. Analog wird auch in Abb. 7c bei Verkürzung der Welle die Bündelung etwas besser und die Nebenmaxima wachsen an.

Das Ergebnis ist also, daß man insbesondere nach längeren Wellen die Bandbreite ausdehnen kann.

Bisher ist die Strahlungskopplung zwischen den Strahlern nicht berücksichtigt. Diese wird die Abstufung der Wellenwiderstände der Speiseleitung zwischen den Einzelstrahlern und die Leitungslängen beeinflussen.

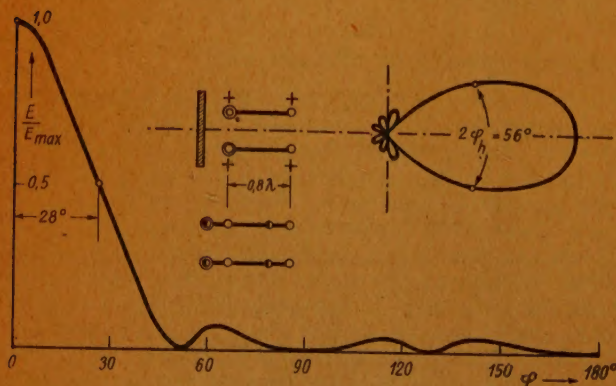


Abb. 8. Aufbau und Diagramm eines λ -Längsstrahlers für Breitbandbetrieb

V. Vergleich mit Yagi-Antenne und dielektrischen Richtstrahlern nach Mallach

Die relativ gute Bündelung der Yagi-Antenne beruht ebenfalls auf einer Verkürzung der Abstände zwischen den Strahlern, wobei durch die Länge der Wellenrichter, die kürzer als $\lambda_0/2$ abgestimmt

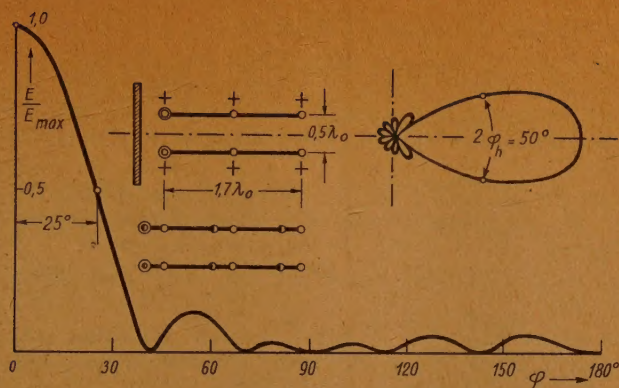


Abb. 9. Strahlungsdiagramm eines 2λ -Längsstrahlers für Breitbandbetrieb

werden, die richtige Phase der durch Strahlung erregten Ströme eingestellt wird. Der Vorteil, daß die Yagi-Antenne nur einen gespeisten Strahler hat, bringt hinsichtlich des Breitbandbetriebes Schwierigkeiten, wenn man nicht in jeden Strahler Kompensationskreise einfügt. Ihre Wirksamkeit müßten erst Versuche zeigen. Zu-

nächst ist die Yagi-Antenne nur in dem schmalen Frequenzbereich von etwa $\pm 3\%$ brauchbar. Die Mallachschen Richtstrahler²⁾ aus Isolierstoff werden ebenfalls nur durch einen Dipol angeregt und haben trotzdem Breitbandcharakter und gute Bündelung. Das beruht darauf, daß statt der Einzelstrahler, die nach Abb. 7 durch eine fortschreitende Welle auf dem Kabel angeregt werden, hier durch das Dielektrikum selbst eine fortschreitende Welle läuft, die zur Abstrahlung führt. Die gute Bündelung bekommt man bei den dielektrischen Stielstrahlern und Rohrstrahlern nur bei derartigen Querschnittsabmessungen, daß eine Ausbreitungsgeschwindigkeit auftritt, die etwas kleiner als die Lichtgeschwindigkeit bleibt. Damit ist die Wellenlänge im Dielektrikum auch entsprechend kleiner als die Wellenlänge in Luft. Diese Verkürzung entspricht auch zahlenmäßig der Verkürzung der Abstände zwischen den Einzelstrahlern, die im Kapitel II berechnet war. Während die Mallachschen Richtstrahler besonders für Wellenlängen unter 50 cm handlich werden, können die hier behandelten, gespeisten Längsstrahler bei längeren Wellen Anwendung finden.

²⁾ Die dielektrischen Antennen, die aus Stäben und Rohren aus Isoliermaterial bestehen, wurden seit 1939 von Dr.-Ing. Paul Mallach im Institut für Schwingungsforschung entwickelt. Einen gesonderten Bericht hierüber wird Mallach demnächst veröffentlichen.

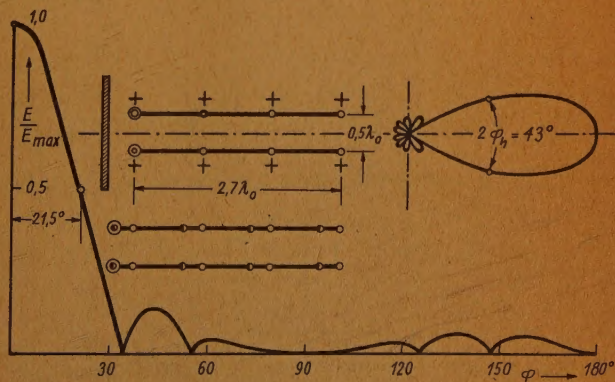


Abb. 10. Strahlungsdiagramm eines 3λ -Längsstrahlers für Breitbandbetrieb

VI. Diagramme von kurzen, gespeisten Breitband-Längsstrahlern

Als Beispiel eines für Breitband geeigneten Längsstrahlers geringer Baulänge bringt Abb. 8 Diagramm und Aufbauschema für einen Längsstrahler der Gesamtlänge λ_0 und der Querausdehnung $0,5 \lambda_0$. Die Halbwertbreite beträgt $2 \varphi_h = 56^\circ$, das größte Nebenmaximum nur 7%. Die Strahlungskeule ist praktisch rotationssymmetrisch.

Vergleicht man das Diagramm mit Abb. 1 und 2, so erkennt man deutlich die Überlegenheit gegenüber der Yagi-Antenne und dem alternierend gespeisten Längsstrahler früherer Bauart.

Abb. 9 zeigt den Aufbau eines 2λ -Längsstrahlers mit $2 \varphi_h = 50^\circ$ und einem größten Nebenzüpfel von 12%.

Eine noch schärfere Bündelung gibt Abb. 10 mit $2 \varphi_h = 43^\circ$ bei einer Ausdehnung von $3 \lambda_0$. Die gleiche Bündelung erreicht eine alternierend gespeiste Längsstrahlerreihe alter Bauart erst bei einer Länge von $8 \lambda_0$.

VII. Zusammenfassung

Die Arbeit gibt ein neues Prinzip für den Aufbau gut bündelnder Längsstrahler aus Dipolen. Diese sind im Gegensatz zur Yagi-Antenne für Breitbandbetrieb geeignet. Hinsichtlich des Strahlungsdiagramms erscheint ein Frequenzbereich $f_{\max}/f_{\min} = 3:1$ möglich.

Die neuen Antennen haben eine geringe Baulänge. Bei gegebener Halbwertbreite des Strahlungsdiagramms erfordern Yagi-Antenne und alternierend gespeister Längsstrahler die zwei- bis dreifache Länge gegenüber dem neuen Aufbau. Die Gruppen entsprechen in ihrer Wirkungsweise den dielektrischen Richtstrahlern nach Mallach und ergänzen diese für Wellenlängen $\lambda > 50$ cm.

Voller Breitbandbetrieb erfordert Anpassung der Strahler nach den Grundsätzen der Breitbandtechnik und Verwendung angepaßter Speiseleitungen. Strahlungsdiagramme und Ortskurven der Antennenwiderstände müssen noch gemessen werden, wobei der Einfluß der Strahlungskopplung, der in diesem Bericht nicht berücksichtigt ist, in Erscheinung treten wird.

* * *

Beitrag zur Berechnung vormagnetisierter Drosselspulen

Zusammenfassung

Es wird eine Definition der wirksamen Kernpermeabilität von vormagnetisierten Drosselspulen und deren zeichnerische Ermittlung angegeben. Die praktische Anwendung zur Berechnung von Drosselspulen wird an mehreren Beispielen gezeigt.

1. Einleitung

Die von Feldtkeller in Heft 5, 1947 dieser Zeitschrift [1] angegebenen Diagramme zur Berechnung vormagnetisierter Drosselspulen weichen von denen von Hanna 1927 [2] angegebenen recht erheblich ab. So erhält Feldtkeller für die in Beispiel 5 und 7 angeführten Drosselspulen 30 und 20 H, während man nach Hanna 69 und 77 H erhält. Der Unterschied der beiden Ergebnisse ist, wie man an den vorstehenden Zahlen erkennt, so groß, daß er nicht allein mit der Verschiedenheit der Blechsorten — Dynamoblech und legiertes Blech — erklärt werden könnte. Sehr wahrscheinlich ist, daß der Unterschied der Ergebnisse auf die Verschiedenheit der „Kernpermeabilität“ und den damit verbundenen optimalen Luftspalt zurückzuführen ist. Da in der Arbeit von Feldtkeller weder über die Definition noch die Ermittlung der Kernpermeabilität etwas ausgesagt ist, läßt sich die Diskrepanz der Ergebnisse nicht ohne weiteres klären. Nun ist aber die Kernpermeabilität das Kardinalproblem der gestellten Aufgabe. In den nachstehenden Betrachtungen wird eine Definition und die zeichnerische Ermittlung der Kernpermeabilität von vormagnetisierten Spulen angegeben.

2. Definition der Selbstinduktion von Eisenkernspulen bei kleinen Stromschwankungen

Nach dem Induktionsgesetz ist die in einer Spule induzierte EMK

$$e = - \frac{d\Phi}{dt} \cdot w \cdot 10^{-8} = - \left(\frac{d\Phi}{di} \cdot w \cdot 10^{-8} \right) \cdot \frac{di}{dt} \quad (\text{V}) \quad (1)$$

Hierbei wird der Klammerwert

$$L = \frac{d\Phi}{di} \cdot w \cdot 10^{-8} = \frac{d\mathfrak{B}}{di} \cdot F w \cdot 10^{-8} \quad (\text{H}) \quad (2)$$

als die Selbstinduktion bezeichnet. Durch eine einfache Umformung erhält man daraus

$$L = \frac{d\mathfrak{B}}{di w} \cdot \frac{F}{1} \cdot w^2 \cdot 10^{-8} = \frac{d\mathfrak{B}}{d\mathfrak{H}_0} \cdot \frac{F}{1} \cdot w^2 \cdot 10^{-8} \quad (\text{H}) \quad (3)$$

Hierbei ist

\mathfrak{B} die Induktion im Eisenkern in Gauß,
 F der tatsächliche Eisenquerschnitt in cm^2 ,

w die Windungszahl,

$$\oint_0 = \frac{i \cdot w}{l} \left(\frac{A}{\text{cm}} \right) \quad (4)$$

die von der Spule erzeugte Feldstärke,
i der die Spule durchfließende Strom in A, dessen Mittelwert
I der Gleichstrom ist,
l die mittlere Kraftlinienlänge im Eisen in cm.

Der Differentialquotient $d\mathfrak{B}/d\oint_0$ vertritt die Rolle der Permeabilität und ist offenbar identisch mit der von Feldtkeller als „Kernpermeabilität“ $\mu \cdot \mu^*$ bezeichneten Größe. Damit ist die bei kleinen Stromschwankungen wirksame Kernpermeabilität definiert durch

$$\frac{d\mathfrak{B}}{d\oint_0} = \mu_0 \cdot \mu^* = 1,256 \cdot \mu^* \quad (5)$$

Zur Berechnung der Selbstinduktion ist diese Kernpermeabilität zu ermitteln. Das muß bei hinreichend schmaler Hystereseschleife und verhältnismäßig großem Luftspalt, wobei die reversible Permeabilität eine untergeordnete Rolle spielt, aus der ballistisch gemessenen Magnetisierungskurve $\mathfrak{B} = f(\oint)$ möglich sein.

3. Ermittlung der Eiseninduktion \mathfrak{B} und der Feldstärke \oint im Eisen

Wir nehmen zunächst an, daß die Spule mit w Windungen nur vom Gleichstrom I durchflossen wird. Mit dem Fluß Φ , den wir über den ganzen magnetischen Kreis als konstant annehmen, erhalten wir die Induktion im Eisen

$$\mathfrak{B} = \frac{\Phi}{F} \quad (G) \quad (6)$$

und in Luft

$$\mathfrak{B}_L = \frac{\Phi}{F_L} = \mathfrak{B} \cdot \frac{F}{F_L} \quad (G) \quad (7)$$

Dazu erhalten wir die Feldstärke im Eisen aus der Magnetisierungskurve $\mathfrak{B} = f(\oint)$ und diese in Luft aus

$$\oint_L = \frac{\mathfrak{B}}{\mu_0} \cdot \frac{F}{F_L} = \frac{\mathfrak{B}}{1,256} \cdot \frac{F}{F_L} \left(\frac{A}{\text{cm}} \right) \quad (8)$$

Die erforderliche Amperewindungszahl ist damit

$$Iw = \oint \cdot l + \frac{\mathfrak{B}}{1,256} \cdot \frac{F}{F_L} \cdot \delta \quad (A) \quad (9)$$

wenn l die mittlere Länge des Eisen- und δ die des wirksamen Luftweges ist. Wir nehmen nun an, daß die Amperewindungszahl Iw gegeben sei und \mathfrak{B} und \oint im Eisen ermittelt werden sollen. Dazu haben wir zwei Bedingungen:

a) Die Magnetisierungskurve

$$\mathfrak{B} = f(\oint) \quad (10)$$

und

b) die vorstehend gefundene Gleichung

$$Iw = \oint \cdot l + \frac{\mathfrak{B}}{1,256} \cdot \frac{F}{F_L} \cdot \delta \quad (11)$$

Wir erhalten eine zeichnerische Lösung der gestellten Aufgabe, wenn wir in ein Koordinatensystem die Magnetisierungskurve $\mathfrak{B} = f(\mathfrak{H})$ (Abb. 1) und die durch die Gleichung (11) ausgedrückte Gerade, wir wollen sie „Luftpaltgerade“ nennen, einzeichnen und aus dem Schnittpunkt P die Koordinaten \mathfrak{B} und \mathfrak{H} entnehmen. Zum Einzeichnen der Geraden berechnen wir die Achsenabschnitte:

$$\text{Für } \mathfrak{B} = 0 \text{ ist } \mathfrak{H}_0 = \frac{Iw}{l} \quad (\text{Punkt } P_1) \quad (12)$$

und

$$\text{für } \mathfrak{H} = 0 \text{ ist } \mathfrak{B}_0 = \frac{1,256 \cdot Iw}{\delta} \cdot \frac{F_L}{F} \quad (\text{Punkt } P_2) \quad (13)$$

Ziehen wir durch die Punkte P_1, P_2 eine Gerade, die Luftpaltgerade, so erhalten wir aus dem Schnittpunkt P die gesuchten Werte \mathfrak{B} und \mathfrak{H} im Eisen.

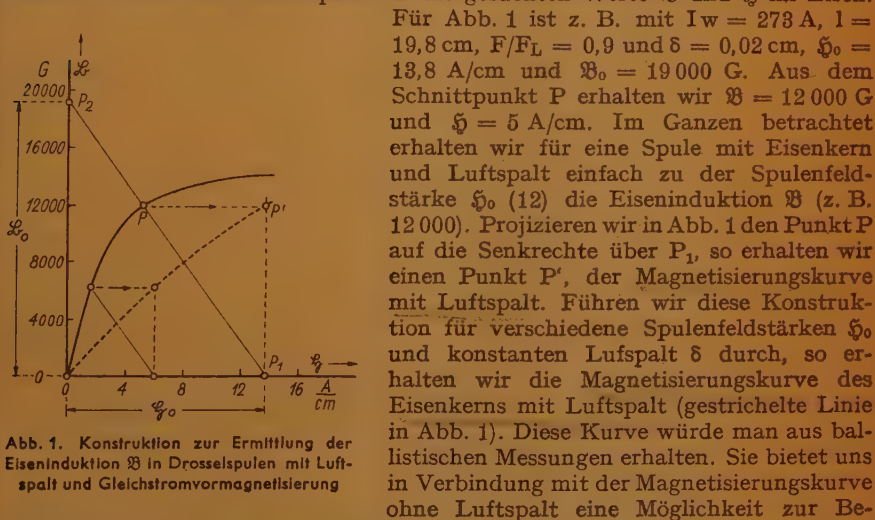


Abb. 1. Konstruktion zur Ermittlung der Eiseninduktion \mathfrak{B} in Drosselspulen mit Luftpalt und Gleichstromvormagnetisierung

Für Abb. 1 ist z. B. mit $Iw = 273 \text{ A}$, $l = 19,8 \text{ cm}$, $F/F_L = 0,9$ und $\delta = 0,02 \text{ cm}$, $\mathfrak{H}_0 = 13,8 \text{ A/cm}$ und $\mathfrak{B}_0 = 19000 \text{ G}$. Aus dem Schnittpunkt P erhalten wir $\mathfrak{B} = 12000 \text{ G}$ und $\mathfrak{H} = 5 \text{ A/cm}$. Im Ganzen betrachtet erhalten wir für eine Spule mit Eisenkern und Luftpalt einfach zu der Spulenfeldstärke \mathfrak{H}_0 (12) die Eiseninduktion \mathfrak{B} (z. B. 12000). Projizieren wir in Abb. 1 den Punkt P auf die Senkrechte über P_1 , so erhalten wir einen Punkt P' , der Magnetisierungskurve mit Luftpalt. Führen wir diese Konstruktion für verschiedene Spulenfeldstärken \mathfrak{H}_0 und konstanten Luftpalt δ durch, so erhalten wir die Magnetisierungskurve des Eisenkerns mit Luftpalt (gestrichelte Linie in Abb. 1). Diese Kurve würde man aus ballistischen Messungen erhalten. Sie bietet uns in Verbindung mit der Magnetisierungskurve ohne Luftpalt eine Möglichkeit zur Bestimmung des wirksamen Luftpalts.

Bei konstanter Spulenfeldstärke und verschiedenen Luftpalten, z. B. $\delta = 0$ bis $0,08 \text{ cm}$, erhalten wir den in Abb. 2 gezeigten Verlauf $\mathfrak{B} = f(\delta)$. Der Quotient $\mathfrak{B}/\mathfrak{H}_0$ ist jedoch noch nicht die gesuchte Kernpermeabilität, die bei kleinen Stromschwankungen wirksam ist, sondern die wirksame Gleichpermeabilität $\mu_0 \cdot \mu_g$.

4. Ermittlung der bei Gleichstromvormagnetisierung und kleinen Stromänderungen wirksamen Kernpermeabilität

Ist nun der Spulenstrom nicht konstant, wie vorstehend angenommen, sondern weist kleine Schwankungen auf, so ändert sich auch die von der Spule erzeugte Feldstärke \mathfrak{H}_0 und damit die Induktion im Eisen \mathfrak{B} . Aus der Feldstärken- und der Induktionsschwankung $\Delta \mathfrak{H}_0$ und $\Delta \mathfrak{B}$ läßt sich die wirksame Kernpermeabilität, entsprechend Gleich. (5) berechnen oder aus der Magnetisierungskurve ableiten. Die Konstruktion ist in Abb. 3 durchgeführt. Wir zeichnen in der vorstehend gezeigten Weise die Magnetisierungskurve mit Luftpalt (gestrichelte Linie). Wir berechnen dazu die Gleichfeldstärke \mathfrak{H}_0 in

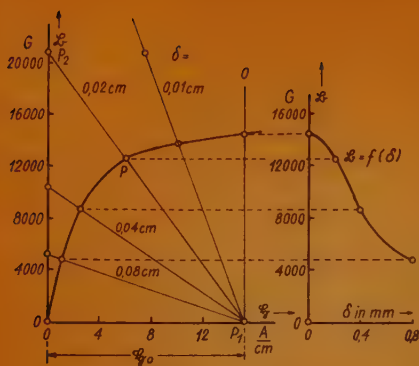


Abb. 2. Zur Ermittlung der Eiseninduktion B in Abhängigkeit vom Luftspalt δ bei vormagnetisierten Spulen

der vorstehend gezeigten Weise, zeichnen ebenso die Luftspaltgerade $P_1 P_2$. Der Schnittpunkt P bzw. P' liefert uns die zu Φ_0 gehörige Induktion im Eisen B . Schwankt nun der Spulenstrom und damit die Spulenfeldstärke periodisch um den kleinen Betrag $\Delta \Phi_0 = A_1 B_1$, so wandert der Arbeitspunkt P zwischen A und C auf der Magnetisierungskurve ohne Luftspalt oder P' zwischen A' und C' auf der Kurve mit Luftspalt hin und her. Der Quotient $\Delta B / \Delta \Phi_0$ kann nun entweder aus dem Dreieck $A' B' C'$, oder unmittelbarer, aus $A B C$ berechnet werden. Aus Abb. 3 ist leicht zu erkennen, daß $A B = A' B' = \Delta \Phi_0$ und, daß $C D = C' B' = \Delta B$ ist. Damit ist

$$\frac{\Delta B}{\Delta \Phi_0} = \frac{C' B'}{A' B'} = \frac{C D}{A B} \quad (14)$$

Zeichnen wir parallel zu AC eine Gerade durch einen beliebigen Abszissenpunkt E , so erhalten wir das Dreieck $E G P_1$, das dem Dreieck $A C B$ ähnlich ist. Damit ist

$$\frac{\Delta B}{\Delta \Phi_0} = \frac{C D}{A B} = \frac{G F}{E P_1} \quad (15)$$

Macht man die Strecke $E P_1 = 1, 10$ oder 100 (A/cm), so wird

$$\frac{\Delta B}{\Delta \Phi_0} = \frac{G F}{1}, \frac{G F}{10}$$

oder
$$\frac{G F}{100} = \mu_0 \cdot \mu^* \quad (16)$$

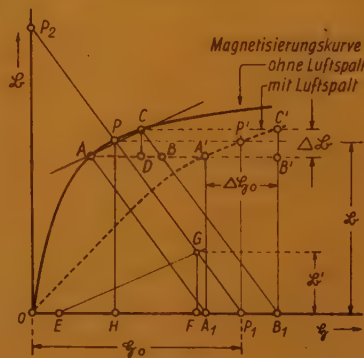
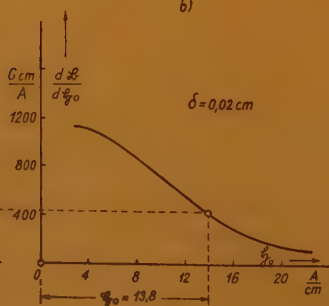
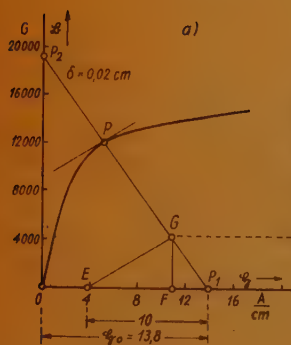


Abb. 3. Zur Konstruktion der wirksamen Kernpermeabilität $dB/d\Phi_0$



Links: Abb. 4. Konstruktion der wirksamen Kernpermeabilität $dB/d\Phi_0$ in Abhängigkeit von der Spulenfeldstärke Φ_0 bei konstantem Luftspalt δ

Für sehr kleine Feldstärkenänderungen, also für $\Delta \mathfrak{H} \rightarrow 0$, geht die Gerade durch A C in die Tangente an den Punkt P über. Damit ist dann

$$\frac{d\mathfrak{B}}{d\mathfrak{H}_0} = \frac{GF}{1}, \frac{GF}{10} \text{ oder } \frac{GF}{100} = 1,256 \cdot \mu^* \quad (17)$$

d. h. die wirksame Kernpermeabilität kann durch die Strecke GF ausgedrückt werden.

Beispiel 1.

a) Für eine Drosselspule mit $l = 19,8 \text{ cm}$, $\delta = 0,02 \text{ cm}$, $F/F_L = 0,9$, $I_w = 273 \text{ A}$ ist die Kernpermeabilität zu ermitteln. Der Kern besteht aus Dynamo-blech mit der in Abb. 4a gezeigten Magnetisierungskurve.

b) Die Kernpermeabilität dieser Spule ist in Abhängigkeit von der Feldstärke \mathfrak{H}_0 darzustellen.

Lösung: a) Wir zeichnen in die Magnetisierungskurve (Abb. 4a) die Luftspaltgerade mit den Achsenabschnitten, nach (12) und (13)

$$\mathfrak{H}_0 = \frac{I_w}{l} = \frac{273}{19,8} = 13,8 \text{ (A/cm)}$$

$$\mathfrak{B}_0 = \frac{1,256 \cdot I_w}{\delta} \cdot \frac{F_L}{F} = \frac{1,256 \cdot I_w}{\delta} \cdot \frac{1}{0,9} = 19000 \text{ (G)}$$

ein und erhalten aus dem Schnittpunkt P die Eiseninduktion $\mathfrak{B} = 12000 \text{ G}$ und die Feldstärke im Eisen $\mathfrak{H} = 5 \text{ A/cm}$. Tragen wir auf der Abszisse in Abb. 4a

die Strecke $P_1 E = 10 \text{ A/cm}$ ab und zeichnen durch den Punkt E die Gerade EG parallel zur Tangente an den Punkt P, so erhalten wir die wirksame Kernpermeabilität nach (17) als

$$\frac{d\mathfrak{B}}{d\mathfrak{H}_0} = \frac{GF}{10} = \frac{4200}{10} = 420 \left(\frac{\text{G cm}}{\text{A}} \right)$$

b) Die vorstehend gezeigte Konstruktion wird für $\mathfrak{H}_0 = 4, 8, 12$ und 20 A/cm durchgeführt. Durch die vorgenannten Abszissenwerte zieht man zu $P_1 P_2$

parallele Linien (infolge des konstanten Luftspaltes sind die Luftspaltgeraden parallel) und verfährt im übrigen wie vorstehend gezeigt. Man erhält so den

in Abb. 4b gezeigten Zusammenhang $\frac{d\mathfrak{B}}{d\mathfrak{H}_0} = f(\mathfrak{H}_0)$, d. h. die wirksame Kernpermeabilität in Abhängigkeit von der Spulenfeldstärke \mathfrak{H}_0 .

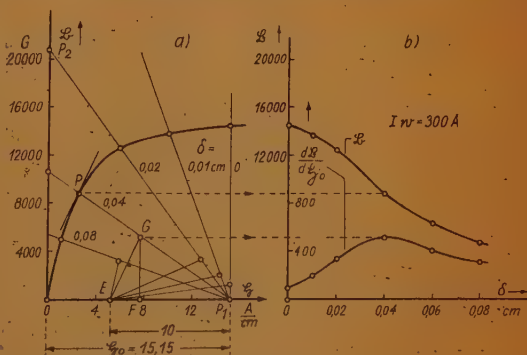


Abb. 5. Konstruktion der Eiseninduktion und der wirksamen Kernpermeabilität $d\mathfrak{B}/d\mathfrak{H}_0$ in Abhängigkeit vom Luftspalt δ bei konstanter Spulenamperewindungszahl ($I_w = 300 \text{ A}$)

Beispiel 2. Ermittle für die gleiche Spule die wirksame Kernpermeabilität in Abhängigkeit vom wirksamen Luftspalt δ . ($Iw = 300 \text{ A}$, $l = 19,8 \text{ cm}$, $F/F_L = 0,9$).

Lösung: Wir zeichnen in das Koordinatensystem der Magnetisierungskurve (Abb. 5a) die Luftspaltgeraden mit Hilfe der Punkte P_1 und P_2 . Die Abszisse des Punktes P_1 ist nach (12)

$$\oint_0 = \frac{Iw}{l} = \frac{300}{19,8} = 15,15 = OP_1 \quad (\text{A/cm})$$

und, wie man erkennt, vom Luftspalt δ unabhängig. Der Punkt P_1 gilt also für alle Luftspaltgeraden. Den zweiten Punkt der Luftspaltgeraden, P_2 , erhalten wir aus dem Ordinatenabschnitt entsprechend (13)

$$\oint_0 = \frac{1,256 \cdot Iw}{\delta} \cdot \frac{F_L}{F} = \frac{1,256 \cdot Iw}{\delta} \cdot \frac{1}{0,9} = \frac{418}{\delta} \quad (\text{G})$$

oder, falls P_2 nicht mehr zugänglich ist, aus

$$\frac{\oint_0}{\oint_0} = 1,256 \cdot \frac{F_L}{F} \cdot \frac{1}{\delta} = 1,256 \cdot \frac{1}{0,9} \cdot \frac{19,8}{\delta} = \frac{27,6}{\delta} \quad \left(\frac{\text{G cm}}{\text{A}} \right)$$

Für die verschiedenen Luftspalte ergeben sich damit die Werte:

δ	0	0,01	0,02	0,04	0,08	cm
\oint_0	∞	41800	20900	10450	5225	G
\oint_0/\oint_0	∞	2760	1380	690	345	Gcm/A

Aus den Schnittpunkten der Luftspaltgeraden mit der Magnetisierungskurve P erhält man die jeweils im Eisen wirksamen Induktionswerte \oint . In Abb. 5b sind diese in Abhängigkeit vom Luftspalt dargestellt. Die wirksame Kernpermeabilität $d\oint/d\oint_0$ erhält man in der vorstehend gezeigten Weise aus der Höhe GF des Dreiecks EGP₁. Wir erhalten daraus die in Abb. 5b gezeigte Abhängigkeit der wirksamen Kernpermeabilität vom Luftspalt.

5. Die maximale Kernpermeabilität und der günstigste Luftspalt

Aus Abb. 5a erkennt man, daß die Kernpermeabilität $d\oint/d\oint_0 = f(\delta)$ für einen bestimmten Luftspalt ein Maximum erreicht. Die Lage dieses Maximums ist von der Spulenfeldstärke \oint_0 und damit von der Gleichstromvormagnetisierung abhängig. Vergleichen wir Abb. 5b, die für $Iw = 300 \text{ A}$ konstruiert wurde, mit Abb. 6, die für $Iw = 100 \text{ A}$ gilt, so erkennen wir, daß das Maximum von $d\oint/d\oint_0$ bei um so kleineren Luftspalten liegt und um so höhere Werte annimmt, je kleiner die Gleichstromamperewindungszahl (Iw) der Spule ist.

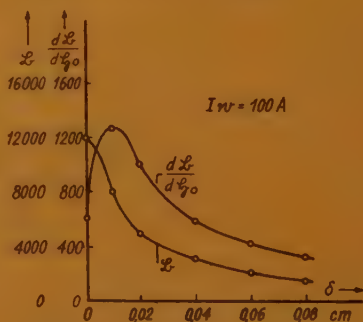
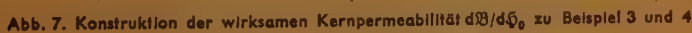


Abb. 6. Eiseninduktion \oint und wirksame Kernpermeabilität $d\oint/d\oint_0$ in Abhängigkeit vom Luftspalt bei der Amperewindungszahl $Iw = 100 \text{ A}$

6. Berechnung der Selbstinduktion, wenn die Kernabmessungen, der Gleichstrom I und die Windungszahl w gegeben sind

$\frac{l_L^*}{1} = 5,5 \cdot 10^{-3}$ und erhalten damit den scheinbaren Luftspalt $\delta = l_L^* = 5,5 \cdot 10^{-3} \cdot 15,6 = 0,086$ cm. Durch die Verwendung des scheinbaren Luftspalts



δ ist die bei großen Luftspalten nicht unerhebliche Streuung berücksichtigt. Nach (12) und (13) ist mit $F/F_L = 0,9$

$$\mathfrak{H}_0 = \frac{I w}{l} = \frac{0,05 \cdot 8000}{15,6} = 25,6 \text{ (A/cm)}$$

und

$$\mathfrak{B}_0 = \frac{1,256 \cdot I w}{\frac{F}{F_L} \cdot \delta} = \frac{1,256 \cdot 0,05 \cdot 8000}{0,9 \cdot 0,086} = 6500 \text{ (G)}$$

Zeichnen wir diese Werte in der vorstehend gezeigten Weise in die Magnetisierungskurve für Dynamoblech (Abb. 7) ein, so erhalten wir die wirksame Kernpermeabilität entsprechend (17) als

$$\frac{d \mathfrak{B}}{d \mathfrak{H}_0} = \frac{G F}{10} = \frac{2400}{10} = 240$$

Mit dem wirksamen Eisenquerschnitt

$$F = 0,9 \cdot F' = 0,9 \cdot 6,8 = 6,1 \text{ cm}^2$$

ist die Selbstinduktion nach (3)

$$L = \frac{d \mathfrak{B}}{d \mathfrak{H}_0} \cdot \frac{F}{l} \cdot w^2 \cdot 10^{-9} = 240 \cdot \frac{6,1}{15,6} \cdot 8000^2 \cdot 10^{-9} = 60 \text{ (H)}$$

Beispiel 4. Die bei Feldtkeller in Beispiel 7 verwendete Drosselspule hat folgende Daten: Kerntype E 105, $F' = 12,2 \text{ cm}^2$, $l = 21 \text{ cm}$, $w = 6000 \text{ Wdg.}$, $I = 50 \text{ mA}$, $\delta_a = 0,6 \text{ mm}$. Wie groß ist die Selbstinduktion?

Lösung: Mit $\frac{\delta_a}{l} = \frac{l_L}{l} = \frac{0,06}{21} = 2,86 \cdot 10^{-3}$ ist nach Stegmeier $\frac{l_L^*}{l} = 2,86 \cdot 10^{-3}$

$= \frac{\delta}{l}$ und damit der scheinbare Luftspalt δ gleich dem tatsächlich ausgeführten

$\delta = 0,06 \text{ cm}$. Nach (12) und (13) ist mit $F/F_L = 0,9$

$$\mathfrak{H}_0 = \frac{I w}{l} = \frac{0,05 \cdot 6000}{21} = 14,3 \text{ (A/cm)}$$

und

$$\mathfrak{B}_0 = \frac{1,256 \cdot I w}{\frac{F}{F_L} \cdot \delta} = \frac{1,256 \cdot 300}{0,9 \cdot 0,06} = 7000 \text{ (G)}$$

Damit zeichnen wir in die Magnetisierungskurve für Dynamoblech (Abb. 7) die Luftspaltgerade und entnehmen die wirksame Kernpermeabilität als

$$\frac{d \mathfrak{B}}{d \mathfrak{H}_0} = \frac{F G}{10} = \frac{4300}{10} = 430$$

Mit dem wirksamen Eisenquerschnitt

$$F = 0,9 \cdot F' = 0,9 \cdot 12,2 = 11 \text{ cm}^2$$

ist die Selbstinduktion nach (3)

$$L = \frac{d \mathfrak{B}}{d \mathfrak{H}_0} \cdot \frac{F}{l} \cdot w^2 \cdot 10^{-8} = 430 \cdot \frac{11}{21} \cdot 6000^2 \cdot 10^{-8} = 81 \quad (\text{H})$$

7. Berechnung der Selbstinduktion nach Hanna

Zur bequemeren Durchführung der praktischen Rechnung verwenden wir die nachstehenden Umformungen:

Erweitern wir die Gleichung (3) mit I^2/l , so erhalten wir

$$\frac{I^2 L}{l} = \frac{d \mathfrak{B}}{d \mathfrak{H}_0} \cdot F \cdot \left(\frac{I w}{l} \right)^2 \cdot 10^{-8} \quad (18)$$

oder

$$\frac{I^2 L}{F l} = \frac{d \mathfrak{B}}{d \mathfrak{H}_0} \cdot 10^{-8} \cdot \left(\frac{I w}{l} \right)^2 \quad (19)$$

Ermittelt man die wirksame Kernpermeabilität $d \mathfrak{B}/d \mathfrak{H}_0$ in der vorstehend gezeigten Weise für eine Reihe von Werten, so läßt sich die in Abb. 8 gezeigte Kurve

$$\frac{I^2 L}{F l} = f \left(\frac{I w}{l} \right) \quad (20)$$

zeichnen. Sie steht mit der von Hanna [2] angegebenen gut in Einklang! Das

Verhältnis des tatsächlichen Luftspalts zur Eisenweglänge δ/l ist bei Hanna etwas zu klein und wurde entsprechend korrigiert. Die in Abb. 8 angegebenen Werte gelten für Dynamo-blech. Sie können aber auch für legiertes Blech benutzt werden, da in dem verwendeten Bereich die Abweichungen zwischen den beiden Blechsorten nur gering sind.

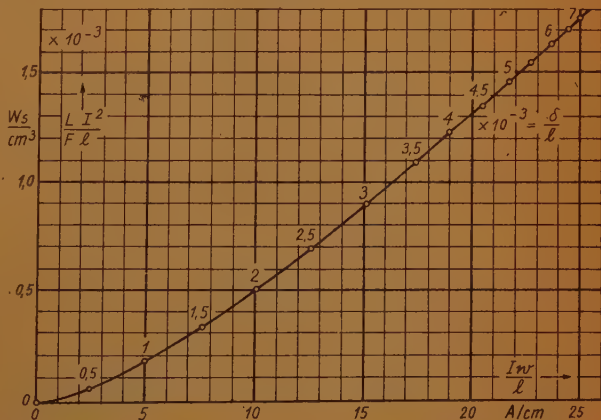


Abb. 8. Kurve zur Berechnung von vormagnetisierten Drosselspulen nach Hanna

Beispiel 5. Für die in Beispiel 3 verwendete Drossel ist (Kern E 78) $F = 6,1 \text{ cm}^2$, $l = 15,6 \text{ cm}$, $w = 8000 \text{ Wdg.}$, $I = 50 \text{ mA}$. Wie groß sind die Selbstinduktion L und der Luftspalt δ ?

Lösung: Mit

$$\frac{I w}{l} = \frac{0,05 \cdot 8000}{15,6} = 25,6 \quad (\text{A/cm})$$

erhält man aus der Kurve, Abb. 8

$$\frac{L I^2}{F l} = 1,8 \cdot 10^{-3} \left(\frac{W_s}{\text{cm}^3} \right) \text{ und } \frac{\delta}{l} = 7,6 \cdot 10^{-3}$$

Damit ist die Selbstinduktion

$$L = \left(\frac{L I^2}{F l} \right) \cdot \frac{F l}{I^2} = 1,8 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{6,1 \cdot 15,6}{0,05^2} = 69 \text{ (H)}$$

und der auszuführende Luftspalt

$$\delta = \left(\frac{\delta}{l} \right) \cdot l = 7,6 \cdot 10^{-3} \cdot 15,6 = \sim 0,12 \text{ cm} = 1,2 \text{ mm}$$

Beispiel 6. Für die in Beispiel 4 verwendete Drossel ist (Kern E 105) $F = 11 \text{ cm}^2$, $l = 21 \text{ cm}$, $w = 6000 \text{ Wdg}$ und $I = 50 \text{ mA}$. Wie groß sind L und der auszuführende Luftspalt?

Lösung: Mit

$$\frac{I W}{l} = \frac{0,05 \cdot 6000}{21} = 14,3 \text{ (A/cm)}$$

ist aus Abb. 8

$$\frac{L I^2}{F l} = 0,83 \cdot 10^{-3} \left(\frac{W_s}{\text{cm}^3} \right) \text{ und } \frac{\delta}{l} = 2,7 \cdot 10^{-3}$$

Damit ist die Selbstinduktion

$$L = \left(\frac{L I^2}{F l} \right) \cdot \frac{F l}{I^2} = 0,83 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{11 \cdot 21}{0,05^2} = 77 \text{ (H)}$$

und der auszuführende Luftspalt

$$\delta = \left(\frac{\delta}{l} \right) \cdot l = 2,7 \cdot 10^{-3} \cdot 21 = 0,057 \text{ cm} = 0,57 \text{ mm}$$

Beispiel 7. Für den Bau einer Drosselspule steht ein Kern mit $F = 0,9 \cdot 2 \cdot 3 = 5,4 \text{ cm}^2$, $l = 22 \text{ cm}$, einem Wicklungsquerschnitt von $F_w = 10 \text{ cm}^2$ und einer mittleren Windungslänge von $l_w = 16 \text{ cm}$ zur Verfügung. Die Stromdichte soll $i = 1 \text{ A/mm}^2$ gewählt werden. Wie groß sind bei einem Gleichstrom von $I = 100 \text{ mA}$

- die Selbstinduktion L ,
- der Luftspalt δ ,
- die Windungszahl w ,
- der Drahtdurchmesser d und
- der Gleichstromwiderstand R ($\rho = 0,02$) wenn der Kupferfüllfaktor $f_k = 0,5$ ist?

Lösung: Mit dem Wicklungsquerschnitt $F_w = 10 \text{ cm}^2$, dem Kupferfüllfaktor $f_k = 0,5$, der Stromdichte $i = 1 \text{ A/mm}^2$ und der Eisenweglänge $l = 22 \text{ cm}$ ist die größtmögliche Amperewindungszahl je cm

$$\frac{I w}{l} = \frac{100 \cdot F_w \cdot f_k \cdot i}{1} = \frac{100 \cdot 10 \cdot 0,5 \cdot 1}{22} = 22,7 \text{ (A/cm)}$$

Aus Abb. 8 erhält man dazu

$$\frac{L I^2}{F l} = 1,54 \cdot 10^{-3} \left(\frac{\text{Ws}}{\text{cm}^3} \right) \text{ und } \frac{\delta}{l} = 5,5 \cdot 10^{-3}$$

Damit ist

a) die Selbstinduktion

$$L = \left(\frac{L I^2}{F l} \right) \cdot \frac{F l}{I^2} = 1,54 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{5,4 \cdot 22}{0,1^2} = 18,3 \text{ (H)}$$

b) der Luftspalt

$$\delta = \left(\frac{\delta}{l} \right) \cdot l = 5,5 \cdot 10^{-3} \cdot 22 = \sim 0,12 \text{ cm} = 1,2 \text{ mm}$$

c) die Windungszahl

$$w = \frac{100 \cdot F_w \cdot f_k \cdot i}{I} = \frac{100 \cdot 10 \cdot 0,5 \cdot 1}{0,1} = 5000 \text{ Wdg}$$

d) der Drahtquerschnitt

$$q = \frac{I}{i} = \frac{0,1}{1} = 0,1 \text{ mm}$$

und der Drahtdurchmesser

$$d = 1,13 \cdot \sqrt{q} = 1,13 \cdot \sqrt{0,1} = 0,357 \approx 0,35 \text{ mm}$$

e) Der Gleichstromwiderstand ist mit $q = \frac{d^2 \pi}{4} = \frac{0,35^2 \pi}{4} = 0,096 \text{ mm}^2$

$l_w = 16 \text{ cm}$, $w = 5000$ und $\rho = 0,02$

$$R = \frac{\rho \cdot l_w \cdot w}{100 \cdot q} = \frac{0,02 \cdot 16 \cdot 5000}{100 \cdot 0,096} = 167 \Omega$$

Literatur

- [1] Feldtkeller: Diagramme zur Berechnung vormagnetisierter Drosselspulen. FUNK UND TON, Bd. 1 (1947), Nr. 5. S. 227 ff.
- [2] Hanna, I. Amer. Inst. electr. Engrs. 46 (1927) 128. Auch Philips Monatshefte Nr. 48, Juni 1937, und Kammerloher: Hochfrequenztechnik II, S. 298, 1937, Wintersche Verlags-handlung, Leipzig, Füssen.
- [3] E. Stegmeier: Wirkung von Luftspalt u. Vormagnetisierung bei kleinen Wechselfeldstärken, Diss. T. H. Stuttgart 1947 — Kurven in Abb. 4 des unter [1] genannten Aufsatzes von Feldtkeller.

Die Raumladungssteuerung im Laufzeitgebiet bei hohen Aussteuerungsgraden

(1. Fortsetzung)

D. Der Elektronenleitungsstrom

Während der Emissionsphase emittiert die Katode den Gesamtstrom i_{ges} entsprechend Gleichung (3). Die vom Beginn der Emissionsphase (β_0) bis zum Startwinkel β emittierte elektrische Ladung ist dann:

$$Q_k = \int_{\beta_0}^{\beta} i_{ges} \frac{d\beta}{\omega} = \frac{\hat{I}}{\omega} \int_{\beta_0}^{\beta} (k + \sin \beta) d\beta = \frac{\hat{I}}{\omega} [k(\beta - \beta_0) - \cos \beta + \cos \beta_0] \quad (29)$$

Betrachtet man jetzt einen beliebigen Querschnitt im Entladungsraum, dessen Abstand von der Katode durch $\hat{\alpha}^3$ gegeben ist, so tritt deren Ladung um eine gewisse Zeit später durch diesen Querschnitt. Will man ermitteln, welche Ladung zu der durch $\alpha + \beta$ gekennzeichneten Zeit bereits durch den Querschnitt $\hat{\alpha}^3$ getreten ist, so muß man die durch (29) gegebene Ladung auf den Startwinkel desjenigen Elektrons beziehen, das zur Zeit $\alpha + \beta$ gerade durch den betrachteten Querschnitt tritt. Also ist die durch den Querschnitt hindurchgetretene Ladung:

$$Q = \frac{\hat{I}}{\omega} [k \beta_{(\alpha + \beta, \hat{\alpha}^3)} - \cos \beta_{(\alpha + \beta, \hat{\alpha}^3)} - k \beta_0 + \cos \beta_0] \quad (30)$$

$\beta_{(\alpha + \beta, \hat{\alpha}^3)}$ bedeutet den Startwinkel des Elektrons, das zur Zeit $\alpha + \beta$ durch den Querschnitt $\hat{\alpha}^3$ tritt. Der durch den Querschnitt tretende Elektronenleitungsstrom ist die Ableitung dieser Ladung nach der Zeit, also

$$i_l = \left(\frac{\partial Q}{\partial t} \right)_{t_0 = \text{konst}} \quad \text{oder:} \quad \frac{i_l}{\hat{I}} = \frac{\omega}{\hat{I}} \frac{\partial Q}{\partial (\alpha + \beta)}$$

$$\text{oder:} \quad \frac{i_l}{\hat{I}} = \frac{\partial [k \beta_{(\alpha + \beta, \hat{\alpha}^3)} - \cos \beta_{(\alpha + \beta, \hat{\alpha}^3)}]}{\partial (\alpha + \beta)} \quad (31)$$

Wie man nun auf Grund dieser Gleichung den Verlauf des Elektronenleitungsstromes grafisch ermitteln kann, veranschaulicht an einem Beispiel die Abb. 7. Das obere rechte Diagramm ist das bereits erwähnte Bewegungsschaubild: es ist der Zusammenhang zwischen dem Startwinkel β und dem Zeitwinkel $\alpha + \beta$ für verschiedene Abstände $\hat{\alpha}^3$ von der Katode dargestellt, und zwar bei einem Stromverhältnis $k = 0,5$. Der durch $\hat{\alpha}^3 = 0,57$ gekennzeichnete Abstand soll der Abstand der Anode sein, für die der Elektronenleitungsstrom bestimmt werden soll. Der besseren Übersichtlichkeit wegen sind zwei Emissionsphasen gezeichnet, die zwischen β_0 und β_1 und zwischen $\beta_0 + 2\pi$ und $\beta_1 + 2\pi$ liegen; die gleichen Bilder wiederholen sich periodisch, in Richtung von β und von $\alpha + \beta$ immer um je 2π weiter verschoben. Der Anodenabstand $\hat{\alpha}^3 = 0,57$ ist hier so dicht gewählt, daß eine kritische Elektronenbahn sich nicht ausbilden kann (d. h. $\hat{\alpha}^3 < \hat{\alpha}_k^3$). Den Startwinkel β_2 , der die Anodenphase von der Katodenphase trennt, entnimmt man leicht dem gezeichneten Bewegungsschaubild; die Kurve $\hat{\alpha}^3 = 0,57$ muß an der Stelle β_2 eine horizontale Tangente haben, d. h. die gestrichelte waagerechte Linie für β_2 gerade berühren; man erkennt dann sofort, daß die Anode alle zwischen β_0 und β_2 startenden Elektronen auffängt,

während die zwischen β_2 und β_1 startenden zur Katode ($\hat{\alpha}^3 = 0$) zurückfliegen (der gleiche Vorgang wiederholt sich, wenn alle Werte von β und $\alpha + \beta$ um 2π verschoben werden). Zur Ermittlung des Leitungsstromes zeichnet man nun links neben das Bewegungsschaubild den Zusammenhang zwischen $k\beta - \cos\beta$ und β , unter Benutzung des gleichen Maßstabes für β . $k\beta - \cos\beta$ ist der von der Katode emittierten Ladung proportional. Diese Kurve muß bei $\beta = \beta_1$ eine senkrechte Tangente haben, wie sich leicht in Zusammenhang mit Gleichung (20) beweisen läßt; auch der Zusammenhang zwischen β_2 und β_0 läßt sich hier leicht entnehmen: die zu den Ordinaten β_2 und β_0 gehörenden Abszissenwerte unterscheiden sich um den Betrag $2\pi k$, was sich unmittelbar aus Gleichung (25) ergibt. (Dies ist zugleich die einfachste Methode, den Wert von β_0 ohne besondere Rechnung zu bestimmen.) Um nun die Gleichung (30) grafisch darzustellen, muß man die Werte $k\beta - \cos\beta$ statt über β über dem Zeitwinkel $\alpha + \beta$ auftragen, wobei der Zusammenhang zwischen β und $\alpha + \beta$ durch die Kurve $\hat{\alpha}^3 = 0,57$ unmittelbar gegeben ist. Das Ergebnis zeigt das mittlere rechte Diagramm; es ist $k(\beta - \beta_0) - \cos\beta + \cos\beta_0$ bzw. $k(\beta - 2\pi - \beta_0) - \cos\beta + \cos\beta_0$ über $\alpha + \beta$ aufgetragen. Man kann sich das Entstehen dieses Diagramms derart vorstellen, daß die Kurve $k\beta - \cos\beta$ des linken Diagramms an der Kurve $\hat{\alpha}^3 = 0,57$ des Bewegungsschaubildes „gespiegelt“ ist; die so entstandenen Kurven sind der Ladung proportional, die die Anode bereits erreicht hat. Um nun den Leitungsstrom i_l zu ermitteln, muß man entsprechend Gleichung (31) das mittlere rechte Diagramm differenzieren und erhält dadurch das untere Diagramm, in dem i_l/\hat{I} über $\alpha + \beta$ dargestellt ist. Wesentlich ist die Erkenntnis, daß der Elektronenleitungsstrom im Gegensatz zum Gesamtstrom keineswegs sinusförmig ist, sondern in einzelne Impulse aufgelöst ist. Bildet man den zeitlichen Mittelwert dieses Impulsstromes, so erhält man das Stromverhältnis $k = \bar{I}_l/\hat{I}$, das in dem gewählten Beispiel gleich 0,5 ist. Außerdem ist in dem Diagramm noch die Grundwelle des Leitungswechselstromes mit dem Scheitelwert $|\hat{S}_l|$ eingetragen; man erkennt, daß diese Grundwelle gegen den Gesamtstrom in der Phase nacheilt.

Für den Fall einer weit entfernten Anode ist die Konstruktion des Elektronenleitungsstromes in Abb. 8 dargestellt. Das Bewegungsschaubild zeigt hier eine größere Anzahl von Kurven; die Anode soll bei $\hat{\alpha}^3 = 123,3$ liegen. Hier ist die kritische Elektronenbahn mit dem Startwinkel β_k vorhanden; entsprechend Gleichung (24) ist aus β_k der Anfangsstartwinkel β_0 mittels der Kurve $k\beta - \cos\beta$ wiederum leicht zu ermitteln; die zu den Ordinaten β_k und β_0 gehörenden Abszissenwerte müssen sich um $2\pi k$ unterscheiden. Die Spiegelung der Kurve $k\beta - \cos\beta$ an der Kurve $\hat{\alpha}^3 = 123,3$ vollzieht sich in der gleichen Weise wie oben; das Ergebnis ist das mittlere rechte Diagramm, das zur Berechnung des Leitungsstromes differenziert werden muß, wodurch das untere Diagramm entsteht. Bemerkenswert ist, daß sich im Falle der weit entfernten Anode die Elektronenbahnen etwas überlappen; deshalb überlappen sich auch die Kurven $k(\beta - \beta_0) - (\cos\beta - \cos\beta_0)$ und $k(\beta - 2\pi - \beta_0) - (\cos\beta + \cos\beta_0)$ in der Umgebung von $\alpha + \beta = 11,7$; wenn man die Kurven nun differenziert, so muß man im Überlappungsgebiet die Differentialquotienten der beiden Kurven addieren, wodurch in der Kurve des Leitungsstromes schmale scharfe Spitzen entstehen. Physikalisch bedeutet dies, daß in diesen Zeitaugenblicken an der Anode Elektronen zusammenkommen, die zu ganz verschiedenen Startzeiten (nämlich kurz vor β_k und kurz nach $\beta_0 + 2\pi$) die Katode verlassen haben. Für die Praxis sind diese scharfen Spitzen ziemlich bedeutungslos, da sie auf die Grund-

welle des Elektronenwechselstromes keinen sonderlichen Einfluß ausüben. (Außerdem ist die Ermittlung gerade in diesen Spitzen nicht sonderlich genau, da die Darstellung des Bewegungsvorganges im Gebiet der Überlappung von Elektronenbahnen nur näherungsweise richtig ist.)

Für die meisten Fälle der praktischen Anwendung interessiert nicht so sehr der zeitliche Verlauf des Augenblickswertes des Elektronenleitungsstromes, sondern nur die Sinusgrundwelle nach Größe und Phase. In diesem Falle ist das grafische Konstruktionsverfahren in der beschriebenen Art umständlich und ungenau, weil das grafische Differenzieren und harmonische Analysieren von Kurven erforderlich ist; das Verfahren wird deshalb abgewandelt. Die harmonische Analyse des Leitungsstromes i_l ergibt eine Wirkkomponente:

$$\frac{\hat{I}_{lW}}{\hat{I}} = \frac{1}{\pi} \int_{\alpha_0 + \beta_0}^{\alpha_0 + \beta_0 + 2\pi} \frac{\hat{i}_l}{\hat{I}} \sin(\alpha + \beta) d(\alpha + \beta) \quad (32a)$$

und eine Blindkomponente:

$$\frac{\hat{I}_{lB}}{\hat{I}} = \frac{1}{\pi} \int_{\alpha_0 + \beta_0}^{\alpha_0 + \beta_0 + 2\pi} \frac{\hat{i}_l}{\hat{I}} \cos(\alpha + \beta) d(\alpha + \beta) \quad (32b)$$

(Die Bezeichnungen „Wirk- und Blindkomponente“ sind eingeführt, obwohl durch den Leitungsstrom gar kein Leistungsumsatz bedingt ist; die Bezeichnungen enthalten nur eine Aussage bezüglich der Phase gegenüber dem Gesamtstrom.) Führt man nun die Gleichung (31) für den Elektronenleitungsstrom ein, so erhält man:

$$\frac{\hat{I}_{lW}}{\hat{I}} = \frac{1}{\pi} \int_{\beta = \beta_0}^{\beta = \beta_2} \sin(\alpha + \beta) d[k\beta_{(\alpha+\beta, \hat{\alpha})} - \cos\beta_{(\alpha+\beta, \hat{\alpha})}] \quad (33a)$$

$$\frac{\hat{I}_{lB}}{\hat{I}} = \frac{1}{\pi} \int_{\beta = \beta_0}^{\beta = \beta_2} \cos(\alpha + \beta) d[k\beta_{(\alpha+\beta, \hat{\alpha})} - \cos\beta_{(\alpha+\beta, \hat{\alpha})}] \quad (33b)$$

Die Integrationsvariable und die Integrationsgrenzen sind entsprechend geändert, wie man leicht aus dem Bewegungsschaubild erkennt. Diese Gleichungen eignen sich gut für die grafische Auswertung, die in Abb. 9 für den Fall $\hat{\alpha}_d^s < \hat{\alpha}_k^s$ und in Abb. 10 für den Fall $\hat{\alpha}_d^s < \hat{\alpha}_k^s$ dargestellt ist. Wieder wird ausgegangen vom Bewegungsschaubild und der links daneben gezeichneten Kurve $k\beta - \cos\beta$; die Startwinkel $\beta_0, \beta_2, \beta_k$ und β_1 liegen bereits fest. Unter das Bewegungsschaubild werden die Kurven $\sin(\alpha + \beta)$ und $\cos(\alpha + \beta)$ gezeichnet. Diese beiden Kurven müssen nun entsprechend den Gleichungen (33) nicht über $\alpha - \beta$, sondern über $k\beta - \cos\beta$ aufgetragen werden, damit man sie integrieren kann. Der Zusammenhang zwischen den Abszissenwerten $\alpha + \beta$ und $k\beta - \cos\beta$ ist dabei durch die beiden oberen Diagramme in den Abb. 9 und 10 gegeben. Man muß also die rechts unten gezeichneten Sinus- und Cosinuskurven an den beiden oberen Diagrammen „spiegeln“ und kommt so zu den unten links gezeichneten Diagrammen. In Abb. 9 ist die Spiegelung einmal für die Katodenoberfläche selbst ($\hat{\alpha}^s = 0$, mittleres linkes Diagramm) und zweitens

für einen Anodenabstand $\hat{\alpha}^s = 5$ (unteres linkes Diagramm) durchgeführt; in Abb. 10 finden sich die Kurven für $\hat{\alpha}^s = 0$ und $\hat{\alpha}^s = 40$. Bemerkenswert ist, daß die gespiegelten Kurven für $\hat{\alpha}^s = 0$ sich überschlagen (das gleiche wäre auch für andere $\hat{\alpha}^s$ -Werte der Fall, die für Querschnitte in Katodennähe gelten); dies ist nach dem Bewegungsschaubild darauf zurückzuführen, daß an der Katode und in Katodennähe Elektronen vorhanden sind, die erst hin und dann zurücklaufen, und dadurch zweifach zum Elektronenleitungsstrom beitragen. Es gibt auch Kurven, die sich zweimal überschlagen, nämlich dann,

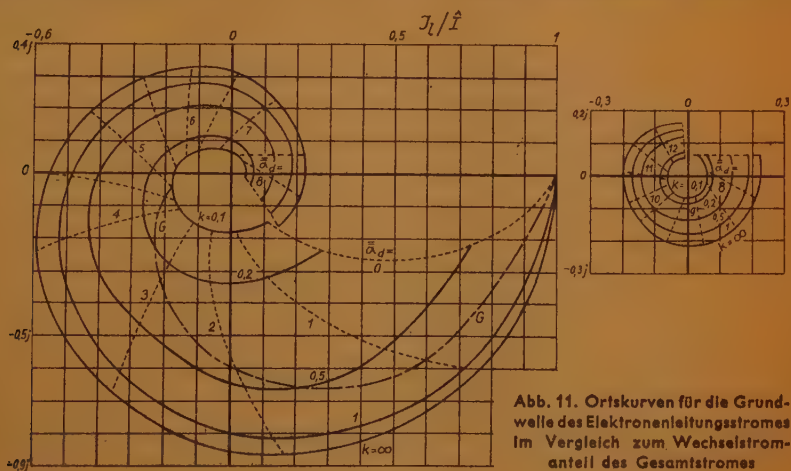


Abb. 11. Ortskurven für die Grundwelle des Elektronenleitungsstromes im Vergleich zum Wechselstromanteil des Gesamtstromes

wenn die Elektronen nach ihrer Rückkehr in die Katodennähe abermals umkehren und zur Anode fortschreiten; ein derartiges Beispiel ist in den Abb. 9 und 10 nicht gezeichnet; bei sinngemäßer Durchführung der Spiegelung ergeben sich diese Kurven zwangsläufig. Nach Durchführen der grafischen Konstruktion muß der Flächeninhalt unter den gespiegelten Kurven durch Planimetrieren ermittelt werden, um nach den Gleichungen (33) die Werte für den Wirk- und Blindanteil des Elektronenleitungsstromes zu erhalten.

Die beschriebene grafische Konstruktion für die Grundwelle des Elektronenleitungsstromes wurde bei einigen Werten für das Stromverhältnis k für die verschiedensten Anodenabstände (gekennzeichnet durch $\hat{\alpha}_d$ bzw. $\bar{\alpha}_d$ nach Gleichung (15)) durchgeführt; das Ergebnis ist in Abb. 11 aufgetragen, und zwar in Form von Ortskurven nach der Beziehung:

$$\frac{\hat{Y}_I}{\hat{I}} = \frac{\hat{I}_{LW}}{\hat{I}} + j \frac{\hat{I}_{LB}}{\hat{I}} \quad (34)$$

Die glattgezogenen spiralförmigen Kurven beziehen sich auf ein konstantes Stromverhältnis k (die Berechnungen wurden für $k = 1; 0,5; 0,2$ und $0,1$ durchgeführt); die gestrichelten Kurven beziehen sich auf konstanten Laufwinkel $\bar{\alpha}_d$ (bezogen auf den Gleichstromanteil \bar{I} des Gesamtstromes). Um zu vermeiden, daß die Spiralen sich gegenseitig schneiden und dadurch das Bild unübersichtlich machen, sind die Laufwinkelbereiche von 0 bis $8,5$ und von $7,5$ bis $12,5$ in den beiden nebeneinandergezeichneten Diagrammen getrennt

dargestellt. Mit zunehmendem Laufwinkel $\bar{\alpha}_d$ dreht der Elektronenleitungsstrom in immer stärkerem Maße seine Phase gegen den Sinusanteil des Gesamtstromes, wobei seine Größe im Mittel ständig abnimmt. Bemerkenswert ist, daß der Leitungsstrom auch schon unmittelbar an der Katodenoberfläche selbst, d. h. für $\bar{\alpha}_d = 0$ eine andere Größe und eine andere Phase als der Gesamtstrom hat; dies ist darauf zurückzuführen, daß bei Werten von $k < 1$ an der Katode Sperrphasen auftreten. Für Werte $k > 1$ ist der Leitungswechselstrom dem Wechselstromanteil des Gesamtstromes gleich. Das linke Diagramm der Abb. 11 enthält schließlich noch die strich-punktierte, mit G bezeichnete Linie; diese gibt die Grenze an, bis zu der die Lösung vollkommen exakt ist, d. h. Elektronenbahnüberschneidungen nicht auftreten; man kann diese Linie mit Hilfe der Abb. 6 dadurch erhalten, daß man nach Abb. 6 zusammengehörige Werte von k und $\bar{\alpha}_d$ im Diagramm der Abb. 11 markiert und durch einen Kurvenzug verbindet; wenn bei einem bestimmt gewählten Wert von k der Laufwinkel $\bar{\alpha}_d$ kleiner ist als der durch die Grenzkurve G gekennzeichnete Wert, so ist die Lösung exakt. Wie schon oben betont, ist die Lösung auch für Werte von $k \geq 1$ exakt richtig.

Für Wechselströme, die sehr klein gegen den Gleichstrom sind, d. h. für $k = \infty$, ist eine Ermittlung des Elektronenleitungsstromes in analytisch geschlossener Form möglich, wie schon in der Einleitung betont wurde. Die Beziehung, deren Ableitung hier nicht wiedergegeben zu werden braucht (vgl. z. B. [1]), lautet:

$$\frac{\bar{I}_1}{\bar{I}} = \frac{2}{\bar{\alpha}_d^2} [\cos \bar{\alpha}_d + \bar{\alpha}_d \sin \bar{\alpha}_d - 1 + j (\bar{\alpha}_d \cos \bar{\alpha}_d - \sin \bar{\alpha}_d)]. \quad (35)$$

Die Kurve für $k = \infty$ ist ebenfalls in das Diagramm der Abb. 11 eingetragen und weicht von der Kurve für $k = 1$ nicht erheblich ab; die Berechnung von Zwischenwerten zwischen $k = 1$ und ∞ erübrigt sich deshalb.

Für viele Fälle der praktischen Anwendung ist die Frage von Interesse, wie weit man den Gleichstrom \bar{I} „aussteuern“ kann, d. h. wie groß der Leitungswechsel-

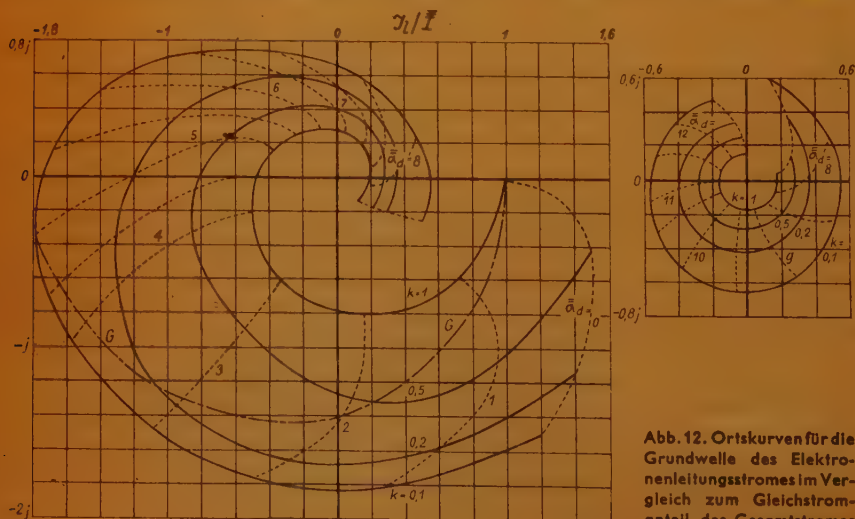


Abb. 12. Ortskurven für die Grundwelle des Elektronenleitungsstromes im Vergleich zum Gleichstromanteil des Gesamtstromes

strom im Verhältnis zum Gleichstromanteil \bar{I} des Gesamtstromes ist. Das Verhältnis \mathfrak{I}_1/\bar{I} ist in Form von Ortskurven in Abb. 12 dargestellt; die Kurven ergeben sich aus Abb. 11 einfach dadurch, daß man die Werte in Abb. 11 durch k teilt; dadurch rückt die Spirale für $k = 0,1$ am weitesten nach außen, während die Spirale für $k = \infty$ im Nullpunkt verschwindet. Der theoretische Höchstwert für \mathfrak{I}_1/\bar{I} ist 2; man erkennt, daß man bei $k = 0,1$ den Wert 1,8 bei kleineren Laufwinkeln $\hat{\alpha}_d$ erreichen kann. Das Verhältnis \mathfrak{I}_1/\bar{I} nimmt allgemein mit Verkleinerung von k zu und mit Vergrößerung von $\hat{\alpha}_d$ ab. Es macht also Schwierigkeiten, bei größeren Laufwinkeln den Gleichstrom \bar{I} stark auszusteuern.

E. Der Wechselspannungsabfall

In den Voraussetzungen für die Rechnungen wurde angenommen, daß ein vorgeschriebener Gesamtstrom über die Diodenstrecke geschickt wird; es ist nunmehr der Spannungsabfall zu ermitteln, der dabei zwischen Katode und Anode vorhanden ist. Wechselspannungsabfall und der Gleichspannungsabfall werden getrennt behandelt.

In jeder, durch $\hat{\alpha}^3$ gekennzeichneten Querschnittsebene ist die Summe des Elektronenleitungsstromes i_l und des Verschiebungsstromes i_v gleich dem Gesamtstrom i_{ges} . Da der Elektronenleitungsstrom durch die Ergebnisse des vorigen Abschnittes in allen Querschnittsebenen, d. h. für alle Werte von α^3 bekannt ist, so kann man den Verschiebungsstrom i_v berechnen:

$$i_v = \epsilon_0 F \left(\frac{\partial e_y}{\partial t} \right)_{y=\text{konst}} = i_{ges} - i_l \quad (36)$$

Integriert man nun diese Gleichung über die gesamte Strecke d zwischen Katode und Anode, also über $\hat{\alpha}^3$ zwischen 0 und $\hat{\alpha}_d^3$, so erhält man statt der zeitlichen Änderung der elektrischen Feldstärke e_y in einem einzelnen Querschnitt die zeitliche Änderung der Spannung zwischen Katode und Anode:

$$\epsilon_0 F \frac{du}{dt} = d i_{ges} - \hat{\alpha}_d^3 \int_0^{\hat{\alpha}_d^3} i_l d \hat{\alpha}^3$$

oder unter Mitbenutzung von Gleichung (1)

$$C \frac{du}{dt} = i_{ges} - \frac{1}{\alpha_d^3} \int_0^{\hat{\alpha}_d^3} i_l d \hat{\alpha}^3 \quad (37)$$

Die Wechselspannung weicht ebenso wie der Elektronenleitungsstrom von der Sinusform ab. Beschränkt man sich wiederum auf die Ermittlung der Grundwelle, so kann man in die Gleichung (37) die Grundwelle des Leitungsstromes einsetzen, die Differentiation nach der Zeit geht in die Multiplikation mit $j\omega$ über, und man erhält:

$$j\omega CU = \hat{I} - \frac{1}{\hat{\alpha}_d^3} \int_0^{\hat{\alpha}_d^3} \text{oder: } \frac{U}{U_0} = -j + \frac{j}{\hat{\alpha}_d^3} \int_0^{\hat{\alpha}_d^3} \frac{\mathfrak{I}_1}{I} d \hat{\alpha}^3 \quad (38)$$

Hierbei ist zur Abkürzung die Spannung

$$\hat{U}_0 = \hat{I}/\omega C \quad (39)$$

eingeführt; es ist dies der Wechselspannungsabfall, der bei elektronenfreier Kapazität entstehen würde. Stellt man die Spannung U durch ihren Wirk- und Blindanteil dar, so ergibt sich:

$$U = \hat{U}_W + j \hat{U}_B, \quad (40)$$

$$\hat{U}_W / \hat{U}_0 = -\frac{1}{\hat{\alpha}_d^3} \int_0^{\hat{\alpha}_d^3} \frac{\hat{I}_{IB}}{I} d\alpha^3, \quad (41a)$$

$$\hat{U}_B / \hat{U}_0 = -1 + \frac{1}{\hat{\alpha}_d^3} \int_0^{\hat{\alpha}_d^3} \frac{\hat{I}_W}{I} d\alpha^3 \quad (41b)$$

In dieser letzten Form läßt sich die grafische Integration der im vorigen Abschnitt gefundenen Werte \hat{I}_{IB} und \hat{I}_W besonders leicht durchführen; es ergeben sich die in Abb. 13 dargestellten Ortskurven für U/\hat{U}_0 . Bezeichnet man den Wechselstromwiderstand für die Grundwelle mit $R = \frac{U}{I}$, so ergibt sich der

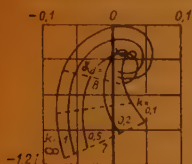
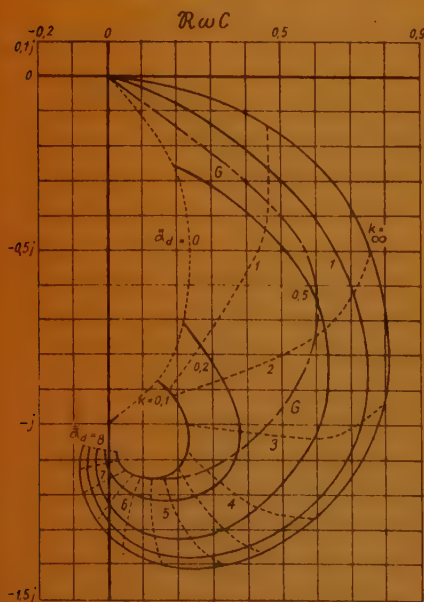


Abb. 13. Ortskurven für die Grundwelle der Wechselspannung, gleichbedeutend mit den Ortskurven für den Wechselstromwiderstand

Zusammenhang:

$$\frac{U}{\hat{U}_0} = \frac{R \hat{I}}{\hat{I} / \omega C} = R \omega C \quad (42)$$

Die Ortskurven für den Wechselspannungsabfall sind also zugleich auch die Ortskurven für den Wechselstromwiderstand der Diodenstrecke. Bei den Ortskurven der Abb. 13 gelten die ausgezogenen Kurven für konstantes Stromverhältnis k , die gestrichelten Kurven für konstanten Laufwinkel $\bar{\alpha}_d$; für Werte von $\bar{\alpha}_d$ über 7 zeigt das untere kleine Diagramm die Kurven in verdoppeltem Maßstab. Für $k = \infty$ läßt sich die Ortskurve auch hier in analytisch geschlossener Form darstellen (vgl. z. B. [1]):

$$\begin{aligned} \frac{U}{\hat{U}_0} = \frac{6}{\bar{\alpha}_d^3} & \left(2(1 - \cos \bar{\alpha}_d) - \bar{\alpha}_d \sin \bar{\alpha}_d - \right. \\ & \left. - j \left[\frac{\bar{\alpha}_d^3}{6} - 2 \sin \bar{\alpha}_d + \bar{\alpha}_d \right. \right. \\ & \left. \left. (1 + \cos \bar{\alpha}_d) \right] \right) \quad (43) \end{aligned}$$

Auch diese Kurve ist in Abb. 13 eingezeichnet.

Mit zunehmendem Laufwinkel $\bar{\alpha}_d$ streben die Kurven für sämtliche Strom-

verhältnisse k dem Punkt — j zu, d. h. die Diodenstrecke kommt immer mehr der reinen Kapazität nahe, der Einfluß der im Raum befindlichen Elektronen tritt immer mehr zurück. Dies bedeutet gleichzeitig, daß mit zunehmendem Laufwinkel α_d der Verlauf der Wechselspannungskurve der Sinusform immer näher kommen muß. Die Grundwelle der Wechselspannung besitzt einen Wirkanteil, der in gewissen Laufwinkelbereichen negativ werden kann; mit abnehmendem Stromverhältnis k wird der Betrag dieses negativen Wirkanteils immer kleiner; bei $k = 0,1$ wird überhaupt kein negativer Wert mehr erreicht. Physikalisch bedeutet der negative Wirkanteil, daß die Diode schwingt; es zeigt sich hier, daß bei großen Aussteuerungsgraden (d. h. bei kleinem k) eine Selbstanfachung von Schwingungen nicht mehr möglich ist. Wenn man die Kurven für noch größere Laufwinkel berechnen würde, so ergäben sich noch weitere Bereiche mit negativem Wirkanteil, wie man aus der Lösung für $k = \infty$ nach Gleichung (43) entnehmen kann. — Die Grenzkurve G für den Bereich der exakten Lösung ist hier in gleicher Weise wie bei Abb. 11 eingezeichnet. — Auffallend ist das Verhalten beim Laufwinkel $\bar{\alpha}_d = 0$. Dies ist darauf zurückzuführen, daß die Kurven für den Wechselstromwiderstand \Re auf den kapazitiven Widerstand $1/\omega C$ bezogen sind. Will man nämlich bei vorgeschriebener konstanter Frequenz und konstanter Kapazität den Laufwinkel 0 erreichen, so ist dies gemäß Gleichung (15) nur dadurch möglich, daß man den Gesamtstrom (Gleich- und Wechselanteil) ins Unendliche steigert; dadurch nähert sich der Widerstand der Diode in der Durchlaßphase immer mehr dem Kurzschluß. Im Gebiet für k zwischen 1 und ∞ , in dem keine Sperrphase vorhanden ist, geht der Widerstand nach Null; im Gebiet $k < 1$ entsteht in der Sperrphase ein kapazitiver Spannungsabfall, der einen endlichen Wechselstromwiderstand \Re hervorruft, der jedoch wegen der Phasenverschiebung der Sperrphasen gegen den Gesamtstrom immer eine Wirkkomponente hat. Es stellt also die Kurve $\bar{\alpha}_d = 0$ in Abb. 13 eine in der Praxis nie erreichbare Grenzkurve dar; auf die Wiedergabe der für diese Kurve durchführbaren analytischen Lösung sei deshalb verzichtet.

Die Kurven der Abb. 13 ergeben den Verlauf des Wechselstromwiderstandes und gestatten somit, die im Betrieb von der Diode aufgenommene (bzw. im Schwingbereich abgegebene) Leistung zu ermitteln. Außer dem Wechselstromwiderstand ist die Steilheit, d. h. das Verhältnis des Elektronenleitungsstromes an der Anode zur steuernden Wechselspannung von besonderem Interesse. Die Steilheit beträgt also mit Gleichung (39)

$$S = \frac{I_1}{u} = \frac{I_1}{\hat{I}} \cdot \frac{\hat{U}_0}{u} \cdot \omega C; \quad \frac{S}{\omega C} = \frac{I_1}{\hat{I}} \cdot \frac{u}{\hat{U}_0} \quad (44)$$

und ist somit durch Division der entsprechenden Werte der Abb. 11 durch die Werte der Abb. 13 leicht zu ermitteln. Das Ergebnis ist in Abb. 14 in der gleichen Art wie früher dargestellt. Je kleiner das Stromverhältnis k und je größer der Laufwinkel $\bar{\alpha}_d$, um so kleiner wird die Steilheit; außerdem erfolgt mit zunehmendem Laufwinkel eine zunehmende nacheilende Phasendrehung. Da bei diesen Kurven — genau wie bei den Kurven der Abb. 13 — Frequenz und Kapazität als konstant vorgesehen sind, ist eine Veränderung des Laufwinkels $\bar{\alpha}_d$ entsprechend Gleichung (15) nur durch eine Veränderung des Gesamtstromes möglich; für den Laufwinkel Null muß der Strom wieder unendlich werden; für k zwischen 1 und ∞ wird die Steilheit dann unendlich groß, während für kleinere k -Werte infolge der Sperrphasen sich nur endliche

Werte der Steilheit ergeben können. — Für viele Zwecke der praktischen Anwendung ist es zweckmäßiger, die Steilheit nicht auf den kapazitiven Leitwert ωC , sondern auf die Steilheit \bar{S} der statischen Kennlinie zu beziehen. Schickt man über die Diodenstrecke einen reinen Gleichstrom \bar{I} , so ergibt sich ein Gleichspannungsabfall \bar{U}_0 :

$$\bar{I} = \frac{4}{9} \epsilon_0 F \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{\bar{U}_0^{3/2}}{d^2} \quad (45)$$

(vgl. z. B. [1]); die Steilheit der statischen Kennlinie ist dann:

$$\bar{S} = \frac{d\bar{I}}{d\bar{U}_0} = \frac{2}{3} \epsilon_0 F \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{\bar{U}_0^{1/2}}{d^2} = \left(\frac{4e}{3m}\right)^{1/2} (\epsilon_0 F)^{2/3} \frac{\bar{I}^{1/3}}{d^{4/3}} = \frac{3}{2} \frac{\bar{I}}{\bar{U}_0} \quad (46)$$

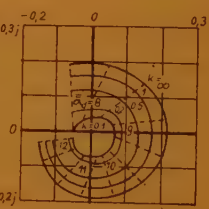
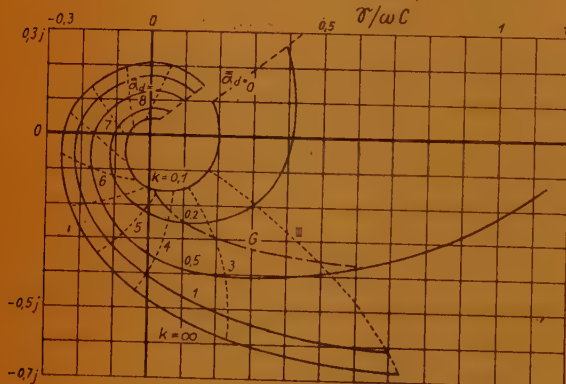
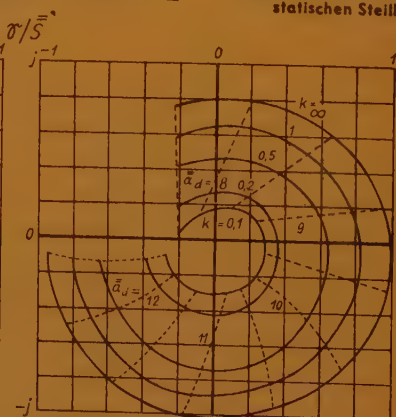
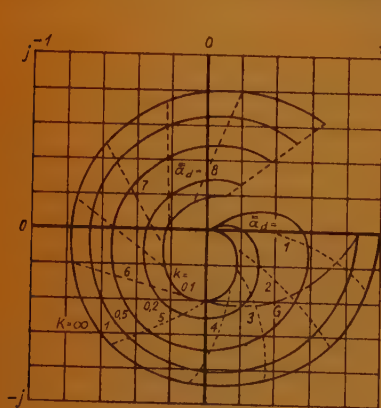


Abb. 14. Ortskurven der Steilheit im Vergleich zum kapazitiven Blindleitwert

Unten:
Abb. 15. Ortskurven der Steilheit im Vergleich zur statischen Steilheit



Unter Mitbenutzung der Gleichung (1) und (15) ergibt sich:

$$\bar{\alpha}_d \bar{S} = 2\omega C \quad (47)$$

Also folgt für die Wechselstromsteilheit:

$$\frac{\bar{S}}{S} = \frac{\bar{S}}{\omega C} \cdot \frac{\bar{\alpha}_d}{2} \quad (48)$$

Um die Wechselstromsteilheit im Verhältnis zur Steilheit \bar{S} der statischen Kennlinie zu erhalten, muß man die Werte der Abb. 14 mit $\bar{\alpha}_d/2$ erweitern und kommt zum Diagramm der Abb. 15. Wesentlich ist, daß im Verhältnis zur Steilheit der statischen Kennlinie die Wechselstromsteilheit mit zunehmendem Laufwinkel ihren Betrag nur unwesentlich verändert und in der Phase immer stärker nacheilt; da hier die statische Steilheit als konstante Größe vorgegeben ist, kann der Laufwinkel nur durch Veränderung der Frequenz variiert werden. Der Laufwinkel $\bar{\alpha}_d = 0$ bedeutet also ein Arbeiten bei verschwindend kleiner Frequenz; für $k > 1$ kann man die Steilheit dann berechnen, indem man einen sinusförmigen Wechselstrom voransetzt, nach der statischen Kennlinie entsprechend Gleichung (45) den Verlauf der Wechselspannung errechnet und die Grundwelle bestimmt; für $k < 1$ dagegen bedeutet das Entstehen der Sperrphasen bei der Frequenz Null den Aufbau unendlich hoher Spannungen an der Diodenstrecke (es wird ein Gleichstrom auf einen Kondensator geleitet), die Steilheit wird Null. Für die praktische Anwendung ist dieser Grenzfall $\bar{\alpha}_d = 0$ bedeutungslos, auf ausführliche Ableitungen wird deshalb verzichtet.

Auf einen Trugschluß, zu dem die Darstellung in Abb. 15 leicht führen kann, soll kurz hingewiesen werden: betreibt man die Diode mit einem Gleichstrom von bestimmter Größe \bar{I} , so liegt auch die statische Steilheit \bar{S} nach Gleichung (46) fest; legt man nun eine Wechselspannung fester Größe, aber veränderlicher Frequenz an, so bleibt die Steilheit mit zunehmender Frequenz nicht etwa näherungsweise konstant, sondern nimmt laufend ab; dies erklärt sich daraus, daß die Kurven für $k = \text{konst.}$ in Abb. 19 für konstanten Wechselstrom und nicht für konstante Wechselspannung gelten; hält man die Wechselspannung konstant, so nimmt mit zunehmender Frequenz der Wechselstromanteil des Gesamtstromes zu (denn $\hat{I} = \omega C \hat{U}_0 = \omega C \frac{\hat{U}_0}{\omega} \approx j \omega C U$), k wird kleiner, und die Steilheit nimmt ab, wie man aus Abb. 15 leicht erkennt.

F. Der Gleichspannungsabfall

Schickt man einen reinen Gleichstrom \bar{I} über die Diodenstrecke, so ergibt sich der Gleichspannungsabfall \bar{U}_0 unmittelbar aus der statischen Kennlinie nach Gleichung (45). Ist aber außer dem Gleichstrom \bar{I} noch ein Wechselstromanteil \hat{I} vorhanden, so erhält die Gleichspannung einen anderen Wert \bar{U} , der kleiner ist als \bar{U}_0 . Dieser Gleichspannungsabfall muß durch besondere grafische Verfahren ermittelt werden.

Um den Augenblickswert e_y der elektrischen Feldstärke an einem beliebigen Punkt im Raum zu ermitteln, ist Gleichung (8) in Verbindung mit Gleichung (10) zu verwenden:

$$e_y = \frac{\bar{I}}{\epsilon_0 F} \left[k (t - t_0) - \frac{1}{\omega} (\cos \omega t - \cos \omega t_0) \right] \quad (49)$$

Durch Einführen der reduzierten Variablen nach den Gleichungen (13) und (14) läßt sich die Gleichung auf die folgende Form bringen:

$$\frac{e_y \cdot d}{\bar{U}_0} = k (\alpha + \beta) - \cos (\alpha + \beta) - [k\beta - \cos \beta]. \quad (50)$$

Hier ist die elektrische Feldstärke an demjenigen Ort angegeben, wo sich das beim Startwinkel β von der Katode gestartete Elektron zum Zeitwinkel $\alpha + \beta$ befindet; dieser Ort ist aber aus dem bereits ermittelten Bewegungsschaubild

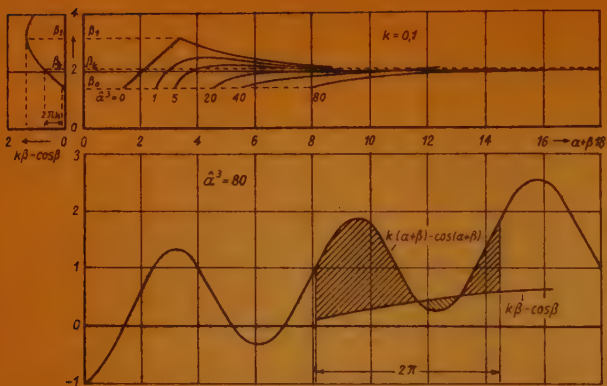


Abb. 16. Grafische Konstruktion für die elektrische Feldstärke an einem von der Katode weit entfernten Punkt

Bewegungsschaubild ist die Kurve $k(\alpha + \beta) - \cos(\alpha + \beta)$ gezeichnet und außerdem die an der Linie $\alpha^2 = 80$ des Bewegungsschaubildes gespiegelte Kurve $k\beta - \cos \beta$. Dann stellt entsprechend Gleichung (50) die Differenz zwischen den beiden Kurven die elektrische Feldstärke $e_y d/\hat{U}_0$ dar, die am Ort $\hat{\alpha}^2$ zur Zeit $\alpha + \beta$ herrscht. In dem gezeichneten Beispiel ist die Feldstärke positiv, abgesehen von einem kleinen negativen Zipfel. Bei näherer Betrachtung erkennt man, daß die gespiegelte Kurve $k\beta - \cos \beta$ im $(\alpha + \beta)$ -Diagramm eine größere Länge als 2π besitzt; da alle Verhältnisse sich aber periodisch nach einem Winkel 2π wiederholen müssen, so ergeben sich hier für die gleiche Zeit und für den gleichen Ort zwei verschiedene (allerdings wenig voneinander abweichende) Feldstärken, was eine physikalische Unmöglichkeit darstellt.

Diese Unstimmigkeit ist darauf zurückzuführen, daß der rechnerische Grundansatz, der zur Bewegungsgleichung (19) führte, die gleichzeitige Anwesenheit von Elektronen verschiedener Geschwindigkeit am gleichen Ort nicht berücksichtigte, was an dieser Stelle zu einer Doppeldeutigkeit der elektrischen Feldstärke führt; daß die beiden auf diese Weise ermittelten Feldstärkenwerte nur wenig voneinander abweichen, ist ein Zeichen für die Güte der durchgeführten Näherung. Für die weiteren Betrachtungen soll immer das letzte, über $\alpha_0 + \beta_0 + 2\pi$ hinausragende Ende der Kurve nicht berücksichtigt werden, aus Gründen, die unten im Abschnitt H näher behandelt werden.

Wird nach dem beschriebenen Verfahren die Feldstärke an einem Ort $\hat{\alpha}^2$ bestimmt, der dicht bei der Katode liegt (Beispiel $\hat{\alpha}^2 = 5$ in Abb. 17), so besitzt die gespiegelte Kurve $k\beta - \cos \beta$ eine geringere Länge als 2π . Physikalisch besagt dies, daß der Ort $\hat{\alpha}^2$ zu den von der gespiegelten Kurve nicht überdeckten Zeiten elektronenfrei ist. Die am Ort $\hat{\alpha}^2$ herrschende elektrische Feldstärke ist dann die gleiche wie die am Ort des von $\hat{\alpha}^2$ zur Katode zurückkehrenden Elektrons, da die Feldstärke im ladungsfreien Raum ja konstant bleiben muß. Man muß in diesem Falle die abbrechende gespiegelte Kurve $k\beta - \cos \beta$ horizontal bis zur Länge 2π verlängern, wie dies in Abb. 17 dargestellt ist. Die hier vorliegende Fragestellung erfordert nur die Kenntnis des zeitlichen Mittelwertes der elektrischen Feldstärke, da nur die Gleichspannung an der Diodenstrecke bestimmt werden soll. Die mittlere Gleichfeldstärke \bar{E}_y wird

bekannt, so daß sich mit dessen Hilfe die Feldstärke am Ort $\hat{\alpha}^2$ zur Zeit $\alpha + \beta$ ermitteln läßt. In Abb. 16 stellt das obere rechte Diagramm wieder das Bewegungsschaubild dar (diesmal für das

Beispiel $k = 0,1$), links daneben ist wieder die Kurve $k\beta - \cos \beta$ — $\cos \beta$ gezeichnet; die Ermittlung der Startwinkel β_1 , β_2 und β_0 geschieht in der oben beschriebenen Weise. Unter das

durch Integration, d. h. durch Planimetrieren der in Abb. 16 und 17 schraffierten Flächen und Division durch 2π bestimmt.

$$\frac{\bar{E}_y d}{\bar{U}_0} = \frac{1}{2\pi} \int_{\alpha_0 + \beta_0}^{\alpha_0 + \beta_0 + 2\pi} [k(\alpha + \beta) - \cos(\alpha + \beta) - \{k\beta - \cos\beta\}] d(\alpha + \beta) \quad (51)$$

Somit ist die Gleichfeldstärke \bar{E}_y am Ort $\hat{\alpha}^3$ bekannt; die Gleichspannung erhält man dann durch Integration über die gesamte Strecke zwischen Katode und Anode ($\hat{\alpha}^3$ zwischen 0 und $\hat{\alpha}_d^3$):

$$\frac{\bar{U}}{\bar{U}_0} = \frac{1}{\hat{\alpha}_d^3} \int_0^{\hat{\alpha}_d^3} \frac{\bar{E}_y d}{\bar{U}_0} d\hat{\alpha}^3 \quad (52)$$

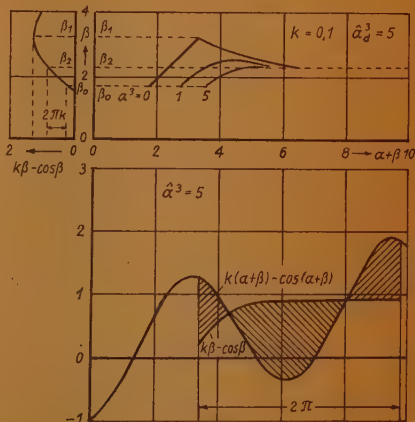


Abb. 17. Grafische Konstruktion für die elektrische Feldstärke für einen Punkt in Katodennähe

Das Gesamtergebnis der für die verschiedenen Fälle durchgeführten grafischen Lösung zeigt Abb. 18. Das Verhältnis \bar{U}/\bar{U}_0 ist über $\bar{\alpha}_d$ mit k als Parameter aufgetragen; die Kurve für $k = \infty$ fällt mit der positiven Ordinatenachse zusammen. Für den Überblick über das physikalische Verhalten ist es wenig anschaulich, \bar{U} mit der durch Gleichung (39) definierten, in Wirklichkeit aber nirgends auftretenden Spannung \bar{U}_0 zu vergleichen. Wesentlich vorteilhafter ist der Vergleich mit dem Gleichspannungsabfall U_0 , der bei Abwesenheit des Wechselstromanteiles des Gesamtstromes auftritt. Mit den Gleichungen (39), (46) und (47) ergeben sich folgende Zusammenhänge:

$$\frac{\bar{U}}{\bar{U}_0} = \frac{\bar{U}}{\bar{U}_0} \cdot \frac{\hat{U}_0}{\bar{U}_0} = \frac{\bar{U}}{\bar{U}_0} \frac{I}{K \bar{U}_0 \omega C} = \frac{\bar{U}}{\bar{U}_0} \cdot \frac{2}{3} \frac{\bar{S}}{K \omega C} = \frac{\bar{U}}{\bar{U}_0} \cdot \frac{4}{3 k \bar{\alpha}_d} \quad (53)$$

Das Ergebnis der nach dieser Gleichung durchgeführten Umrechnung zeigt Abb. 19. Mit zunehmender Aussteuerung (d. h. mit abnehmendem k) und mit abnehmendem Laufwinkel $\bar{\alpha}_d$ sinkt die Gleichspannung ab und erreicht unter Umständen sogar negative Werte. Den Unterschied

$$\Delta \bar{U} = \bar{U} - \bar{U}_0 \quad (54)$$

kann man als „Richtspannung“ der Diode bezeichnen, da er für die Richteigenschaften maßgeblich ist (bei der sonstigen Behandlungsweise spricht man im allgemeinen von einem Richtstrom, d. i. der Gleichstromunterschied beim Betrieb ohne und mit Wechselspannung bei konstanter Gleichspannung). Je größer der Laufwinkel wird, um so mehr treten die Richteigenschaften zurück; je größer im Gesamtstrom der Wechselstromanteil gegenüber dem Gleichstromanteil wird (d. h. je kleiner k wird), um so mehr treten die Richteigenschaften hervor. Der Fall $\bar{\alpha}_d = 0$ ist wieder ein in der Praxis nicht auftretender Sonderfall: für $k < 1$ müssen sich bei Betrieb mit verschwindend kleiner Frequenz in den Sperrphasen unendlich hohe negative Spannungen aufbauen, die die Gleichspannung \bar{U} auf den Wert $-\infty$ bringen. (Schluß folgt)

Abgestimmte Röhrenvoltmeter in der Trägerfrequenztechnik

(Mitteilung aus dem Heinrich-Hertz-Institut für Schwingungsforschung)

Zum Messen kleiner Tonfrequenz- und Hochfrequenzspannungen benutzt man gewöhnlich Röhrenvoltmeter, deren Anzeige in einem großen Bereich unabhängig von der Frequenz ist. Bei trägerfrequent ausgenutzten Leitungen ist es jedoch notwendig, von mehreren auf der Leitung liegenden Frequenzen eine zu messen, ohne daß die anderen das Meßergebnis beeinflussen. Eine solche Meßaufgabe liegt z. B. vor beim Hochfrequenz-Drahtfunk, wo die Fernsprechleitung mit zwei oder drei modulierten Trägerschwingungen im Rundfunk-Langwellenbereich zusätzlich belegt ist, oder auch bei Mehrfach-Trägersprechsystemen, bei denen man die Spannungen jedes einzelnen Kanals messen will, ohne die anderen Kanäle deswegen abzuschalten. Für solche Zwecke wurden daher besondere Meßkoffer entwickelt, die nur die Frequenz anzeigen, auf die sie abgestimmt sind.

Elektrische Eigenschaften der Meßkoffer

Man hat bisher vor allem Drahtfunk-Meßkoffer mit einem Frequenzbereich von etwa 150 kHz bis 275 kHz sowie Trägerfrequenz-Meßkoffer für 5 kHz bis 155 kHz (unterteilt in 3 Frequenzbereiche) gebaut. Der Vollausschlag des empfindlichsten Meßbereichs ist 30 oder 40 mV, der Eingang ist erdsymmetrisch, allerdings nicht sehr hochohmig, da nur an Kabelleitungen (150 Ω) und an Freileitungen (600 Ω) zu messen ist (Df-Meßkoffer 3000 Ω , Tf-Meßkoffer 8000 Ω). Die älteren Geräte sind in Millivolt geeicht, die neueren zeigen den Spannungspegel¹⁾ in Neper (über 775 mV) an, weil das im Betriebe bequemer ist. Die Meßgenauigkeit ist $\pm 10\%$ bzw. $\pm 0,1$ Neper vom Endausschlag. Sie erscheint im Vergleich zu Tonfrequenzmeßgeräten nicht sehr hoch, reicht aber für den Verwendungszweck bei weitem aus. Ob die zu messenden Spannungen moduliert sind oder nicht, ist für das Meßergebnis praktisch belanglos. Es werden Meßkoffer sowohl für Batteriebetrieb wie auch für Netzbetrieb gebaut.

Geradeaus- oder Ueberlagerungsempfänger?

Wie die Rundfunkempfänger hat man auch die abgestimmten Röhrenvoltmeter entweder als Geradeausempfänger (und zwar als Einkreiser) oder als Überlagerungsempfänger gebaut. Beide Schaltungen haben ihre Vor- und Nachteile. Ursprünglich glaubte man, daß beim Einkreiser die Trennschärfe nicht ausreichen würde. In der Tat genügt die Trennschärfe z. B. dann nicht, wenn man einen Df-Meßkoffer außer zur Spannungsmessung auch zum Abhören der Modulation einrichtet und dabei verlangt, daß man die Güte des nichtlinearen Nebensprechens zwischen den einzelnen Drahtfunkträgern mit dem Kopfhörer beurteilen soll. Im Betriebe hat sich jedoch gezeigt, daß man die Beobachtung des nichtlinearen Nebensprechens doch in anderer Weise durchführen muß, so daß

¹⁾ In letzter Zeit sind eine Reihe Df-Meßkoffer in dem sonst völlig ungebräuchlichen Spannungspegel Dezibel über 1 Mikrovolt geeicht worden.

man auf die große Trennschärfe des Meßkoffers verzichten kann. Die Trennschärfe braucht nur auszureichen, um eine Fälschung des Meßergebnisses durch einen zweiten Träger zu vermeiden. Dafür reicht aber ein Einkreisempfänger bei weitem aus, wie aus den in Tafel 1 mitgeteilten Prüfergebnissen hervorgeht: es wurde hier zu einer Schwingung von 200 kHz eine zweite Schwingung gleicher Amplitude und veränderlicher Frequenz auf den Eingang des Geräts gegeben; der Koffer war auf 200 kHz abgestimmt und es wurde der Fehler bestimmt, der beim Zuschalten der zweiten Frequenz entstand.

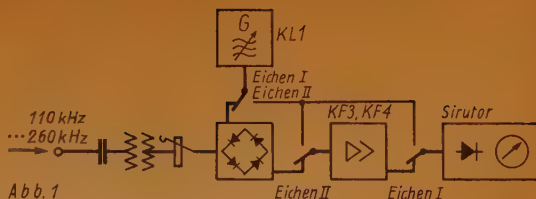


Abb. 1. Drahtfunk-Meßkoffer in Überlagerungsschaltung
Abb. 2. Trägerfrequenz-Meßkoffer in Überlagerungsschaltung

Tafel 1. Änderung der Anzeige eines Drahtfunk-Meßkoffers in Einkreis-schaltung beim Zuschalten einer zweiten Schwingung gleicher Amplitude

Frequenz I	200 kHz				
Frequenz II ...	201 kHz	203 kHz	205 kHz	210 kHz	220 kHz
Änderung der Anzeige von Frequenz I ..	+ 0,25 N	+ 0,20 N	+ 0,16 N	+ 0,08 N	+ 0,02 N

Bei den bisher entwickelten Überlagerungsempfängern hat man auf eine Vorselektion verzichtet, um den Zweifachdrehkondensator zu vermeiden. Dadurch können u. U. Fehlmessungen entstehen, wenn auch noch Frequenzen außerhalb der für die Messung vorgesehenen Frequenzbänder vorhanden sind. Bei Geradeausempfängern besteht diese Gefahr längst nicht im gleichen Maße.

Im Anfang der Entwicklung (seit etwa 1938) baute man nur Überlagerungsempfänger; wegen der z. T. unangenehmen Betriebsschwierigkeiten, die mit diesen Geräten infolge der Mehrdeutigkeit der Frequenzanzeige aufgetreten sind, bevorzugt man für Drahtfunk-Meßkoffer neuerdings Einkreisempfänger. Sie halten die gleichen elektrischen Bedingungen bei erheblich geringerem Aufwand (2 Röhren gegenüber 3 der Überlagerungsempfänger). Trägerfrequenz-Meßkoffer baut man wegen des verhältnismäßig sehr breiten Frequenzbandes (5 kHz bis 155 kHz, d. h. 5 Oktaven) als Überlagerungsempfänger.

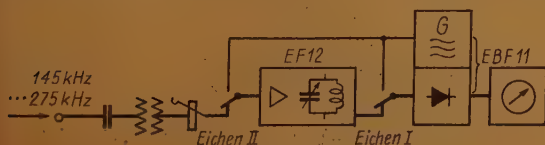


Abb. 3. Drahtfunk-Meßkoffer in Geradeausschaltung

Aufbaubeispiele

In den Abb. 1 bis 4 sind die Blockschaltbilder der wichtigsten Meßkoffer an-

gegeben. Sie zeigen, daß die Geräte noch stark voneinander abweichen. Einheitslich ist nur die Eingangsschaltung vorgeschrieben: Gleichstromsperrkondensatoren, Symmetrieübertrager und Empfindlichkeitsschalter.

Abb. 1 zeigt einen (batteriegespeisten) Überlagerungsmeßkoffer für Drahtfunk mit KL 1 als Oszillatorröhre, Mischung in einem Ringmodulator, einer zweistufigen Zwischenfrequenzverstärkung für 400 kHz²⁾ mit KF 3 und KF 4 und Gleichrichtung mit einem Trockengleichrichter (Sirutor). Für die Eichung wird der Oszillator als Eichgenerator verwendet. Seine Spannung wird einmal unmittelbar auf den Sirutor gegeben und dabei auf einen Normalwert geregelt („Eichen I“); dann wird ein bestimmter Bruchteil davon an den Eingang des

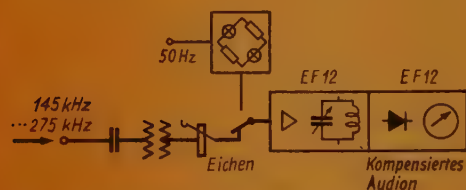


Abb. 4. Drahtfunk-Meßkoffer in Geradeausschaltung

Zwischenfrequenzverstärkers gelegt und dessen Verstärkungsziffer nachgeregelt („Eichen II“).

In Abb. 2 ist ein netzgespeicherter Trägerfrequenz-Meßkoffer für 5 kHz bis 155 kHz dargestellt, der ebenfalls als Überlagerungsempfänger arbeitet. Die AK 2 dient als Oszillator- und als Mischröhre, als Zwischenfrequenzverstärker (168 kHz) ist die AF 7

vorgesehen, und die Demodulation geschieht mit der Diodenstrecke der ABC 1. Die Triodenstrecke dieser Röhre wird als Eichgenerator verwendet, wobei die Eichung in der gleichen Weise wie bei dem Gerät Abb. 1 ausgeführt wird.

In Abb. 3 ist im Gegensatz dazu ein Drahtfunk-Meßkoffer in Geradeausschaltung dargestellt. Er enthält eine Hochfrequenzverstärkung mit EF 12 und eine Gleichrichtung mit der Diodenstrecke der EBF 11. Die Pentodenstrecke dieser Röhre wird als Eichgenerator benutzt. Eine ähnliche Schaltung zeigt Abb. 4: zur Hochfrequenzverstärkung wird ebenfalls eine EF 12 verwendet, zur Gleichrichtung ein kompensiertes Audion (EF 12). Die Eichung wird bei diesem Gerät mit der Netzspannung durchgeführt, die man mit Hilfe einer Glühlampenbrücke hinreichend konstant hält. Für die Eichung wird der Schwingkreis durch einen ohmschen Widerstand ersetzt, im übrigen ist die Schaltung frequenzunabhängig.

Die beiden Meßkoffer Abb. 3 und 4 sind nach Ersatz des Schwingungskreises durch einen ohmschen Widerstand auch als Niederfrequenzmeßgeräte für Frequenzen von 50 Hz bis 10000 Hz zu verwenden. In dieser Möglichkeit besteht ein weiterer Vorteil der Geradeausempfänger gegenüber der Überlagerungsschaltung. Der Endausschlag im empfindlichsten Niederfrequenzmeßbereich ist etwa 800 mV, der Eingangswiderstand in diesem Bereich 5000 Ω , was für den vorgesehenen Verwendungszweck ausreicht.

2) Bei einer anderen Bauart 330 kHz

* * *

Elektrische Kippschwingungen*)

Teil 2. Kippgeneratoren mit Gasentladungsstrecken

Im 1. Teil wurden die grundlegenden Merkmale und physikalischen Gesetzmäßigkeiten elektrischer Kippschwingungen erörtert; im folgenden soll näher auf die schaltungstechnischen Maßnahmen eingegangen werden, die bei der Erzeugung elektrischer Kippschwingungen angewendet werden. Um bei der Vielzahl der möglichen Schaltungen eine gewisse Ordnung möglich zu machen, wurden die Schaltungen in solche mit Gasentladungsstrecken (Ionenröhren) und in reine Elektronenröhrenschaltungen unterteilt. Diese Einteilung ist zweifellos willkürlich und unvollkommen, berücksichtigt jedoch andererseits die durch die Röhrenart bedingten Schaltmaßnahmen und Anwendungsmöglichkeiten.

Wenn im vorliegenden Teil vorerst die Kippgeneratoren mit Gasentladungsstrecken behandelt werden, so geschieht das nicht wegen ihrer gegebenenfalls erhöhten praktischen Bedeutung, sondern vielmehr auf Grund der Tatsache, daß diese Schaltungen frühzeitiger angewendet wurden und schaltungsmäßig sowie in ihrer Wirkungsweise besonders einfach und übersichtlich sind.

Die ältesten und einfachsten Anordnungen zur Erzeugung elektrischer Kippschwingungen verwenden gewöhnliche Glimmstrecken.

Schaltet man eine derartige Glimmstrecke über einen großen Vorwiderstand an eine regelbare Gleichspannungsquelle, deren Spannungswert von 0 ausgehend allmählich gesteigert wird, so wird unterhalb eines durch Gasdichte, Gasart, Elektrodenabstand, Elektrodenmaterial, Temperatur u. a. bestimmten Mindestwertes kein merklicher Strom fließen. Wird jedoch dieser Spannungswert erreicht, so springt der Strom plötzlich auf einen bestimmten, vom Vorschaltwiderstand abhängigen Wert. Wir nennen diesen zur Entstehung einer selbständigen Entladung führenden Vorgang die „Zündung“ und die zu ihrer Einleitung erforderliche Spannung die „Zündspannung U_Z “. Mit der Zündung verbunden ist das Auftreten des sog. Glimmlichtes. Auf das Zustandekommen einer selbständigen Entladung soll in diesem Zusammenhang nicht näher eingegangen werden. Erwähnt sei nur, daß zu ihrer Entstehung die Auslösung von Elektronen aus der Katode z. B. durch den Fotoeffekt, durch radioaktive Einstrahlung u. a. sowie die Bildung einer Trägerlawine Vorbedingung sind. Nach erfolgter Zündung stellt sich ein stabiler Entladungszustand ein, der durch die sog. Brennspannung gekennzeichnet ist, die innerhalb des normalen Glimmentladungsgebietes einen fast gleichbleibenden Wert behält. Eine Unterbrechung der Glimmentladung tritt erst bei Absenkung der wirksamen Spannung bis unterhalb der minimalen Brennspannung auf. Diesen kritischen Spannungswert bezeichnet man als „Löschspannung U_L “.

Die Abb. 10 stellt die einfachste Form einer Glimmlampen-Blinkschaltung dar. Durch die Parallelschaltung des Kondensators C zur Glimmstrecke entstehen diskontinuierliche Entladungsformen, die sog. Kippschwingungen. Die Spannung an der Entladungsstrecke schwingt dann in der in Abb. 11 dargestellten Weise zwischen zwei Spannungswerten U_Z und U_L hin und her. Gehen wir von einem vollständig spannungslosen Zustand aus, so wird der Kondensator nach Maßgabe der Zeitkonstanten RC aufgeladen. Sobald die Spannung an den Elektroden den Zündspannungswert U_Z erreicht, zündet die Entladung, und der

*) s. FUNK UND TON Bd. 2 (1948), S. 300.

Kondensator entlädt sich wegen Fehlens Ohmscher Widerstände über den sehr kleinen inneren Widerstand R_i der Glimmstrecke in einer gegenüber der Aufladezeit vollkommen zu vernachlässigenden Zeit. Die Entladung schreitet dabei so lange fort, bis

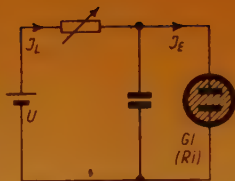


Abb. 10. Glimmlampen-Blinkschaltung



Abb. 11. Zeitlicher Verlauf der Elektrodenspannung

der zweite kritische Spannungswert, die Löschspannung U_L , erreicht ist. Die Glimmentladung und damit der Stromtransport hören auf, der Glimmlampenwiderstand wird also praktisch unendlich groß. Die Folge ist das Wiedereinsetzen des Ladevorganges für den Kondensator. Dieses Wechselspiel von Ladung und Entladung wiederholt sich periodisch. Der zeitliche Verlauf der Spannung am Kondensator C folgt dabei den in Teil 1 abgeleiteten Gesetzmäßigkeiten [siehe Gl. (5) und (6)]. Sofern die Entladung des Kondensators ohne Zwischenschalten eines Entladewiderstandes R_E direkt über den sehr kleinen Innenwiderstand R_i der Glimmstrecke erfolgt, kann die Entladezeit t_r für die Ermittlung der Kippfrequenz vernachlässigt werden. Sie ist dann im wesentlichen durch die Hinlaufzeit t_h bestimmt.

$$f \sim \frac{1}{t_h} \quad (56)$$

Setzt man in Gl. (6) $U_1 = U_L$ und $U_2 = U_Z$, so ergibt sich die Kippfrequenz zu:

$$f \sim \frac{1}{R_L \cdot C \ln \frac{U - U_L}{U - U_Z}} \quad (57)$$

Da für eine gegebene Glimmlampe die Zündspannung U_Z und die Löschspannung U_L festliegen, ist damit die Amplitude zu $U_Z - U_L$ bestimmt.

Die Frequenz hängt von der Größe des Ladewiderstandes R_L , des Kondensators C und der gewählten Batteriespannung U ab. Der Spannungswert U bestimmt gleichzeitig die Kurvenform der erzeugten Kippspannung. Den Einfluß der Batteriespannung auf die Frequenz und Kurvenform zeigt die Abb. 12.

Die Kippfrequenz wächst mit steigender Betriebsspannung, und der Kurvenverlauf wird gradliniger. Eine Abwandlung dieser bekannten Blinkschaltung zeigt die Abb. 13. Sie stellt eine Umkehrung dar.

Bei Anlegen der Batteriespannung zündet die Glimmlampe sofort, da an ihr die volle Batteriespannung liegt. Durch den einsetzenden Glimmstrom wird

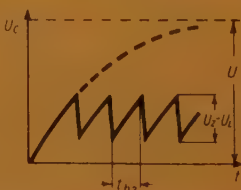
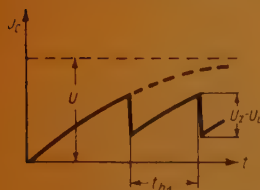


Abb. 12. Einfluß der Batteriespannung auf Frequenz und Kurvenform

der Kondensator C so lange aufgeladen, bis die verbleibende Restspannung an der Glimmlampe G den Wert der Löschspannung U_L erreicht. Die Spannung am Kondensator C hat dann den Wert $U - U_L$. Nach dem Löschen der Glimmlampe entlädt sich der Kon-

den Kondensator C langsam bis auf den Spannungswert $U - U_Z$. Die Frequenz wird im wesentlichen durch den Entladevorgang bestimmt. In Anlehnung an Gl. (34) ergibt sich bei $U_a = U - U_L$ und $U_1 = U - U_Z$ die Frequenz wiederum zu:

$$f \sim \frac{1}{R_E \cdot C \cdot \ln \frac{U - U_L}{U - U_Z}}$$

Den Kurvenverlauf zeigt Abb. 14. Er ist spiegelbildlich dem der Abb. 11 bzw. 12 für die normale Blinkschaltung. Für die Erzeugung von Kippspannungen

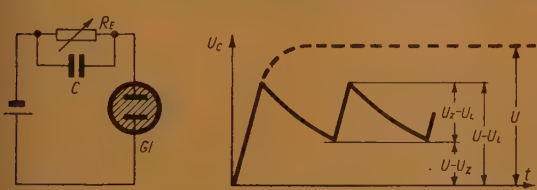


Abb. 13. Abgewandelte Blinkschaltung

Abb. 14. Spannungsverlauf am Kondensator C bei Schaltung nach Abb. 13

kommt dieser Anordnung kaum eine Bedeutung zu. Die auftretende Kippspannung ist durch den geringen Unterschied zwischen Zünd- und Löschspannung klein. Sie liegt bei handelsüblichen Glimmlampen in der Größenordnung von 10...20 Volt. Die maximal erzielbare Kippfrequenz liegt bei einigen tausend

Hertz. Sie ist durch Trägheit des Entladevorganges infolge Zündverzugs und Restionen begrenzt. Angewendet wird diese Schaltung nur für stroboskopische Zwecke.

Bei der Bemessung des Kippkreises ist zu beachten, daß zwar die Frequenz durch das Produkt RC bestimmt wird, jedoch dem beliebigen Ändern der Werte von R und C gewisse Grenzen gesetzt sind. Wählt man den Ladewiderstand R_L zu groß, so besteht die Gefahr, daß durch Isolationsströme eine ständige Entladung des Kondensators stattfindet, die sowohl eine Vergrößerung der Hinlaufzeit als auch eine evtl. Kurvenverzerrung zur Folge hat. Wird andererseits der Ladewiderstand zu klein, so kann eine beträchtliche prozentuale Zunahme der Rücklaufzeit eintreten, da sich der Wert des Ladewiderstandes R_L dem des inneren Widerstandes R_i nähert.

Eine weitgehende Vervollkommnung der einfachen Glimmlampen-Blinkschaltung bringt die Verwendung gittergesteuerter Glühkathoden-Gasentladungsröhren (Thyratrons, Stromtore, Gastrioden). (S. FUNK UND TON 4/1948 „Gittergesteuerte Glühkathoden-Gasentladungsröhren“.) Die Entladungsform bei derartigen Röhren hat einen Lichtbogencharakter. Die Löschspannung, praktisch identisch mit der Brennspannung, liegt demnach gegenüber einer Glimmstrecke mit dem Wert von ca. 10...25 Volt sehr niedrig. Durch das eingebaute Steuergitter läßt sich der Zündspannungswert U_Z durch die Änderung der negativen Gittervorspannung einstellen und somit durch die Regelung der Differenz zwischen Zünd- und Löschspannung ($U_Z - U_L$) eine gewünschte Kippspannungsamplitude erreichen. In Abb. 15 ist der Verlauf der Zündkennlinie wiedergegeben. Die Kennlinie läßt erkennen, daß jedem Anodenspannungswert U_a ein ganz bestimmter Gitterspannungswert U_{gz} zugeordnet ist, bei dem die Zündung der Entladung einsetzt.

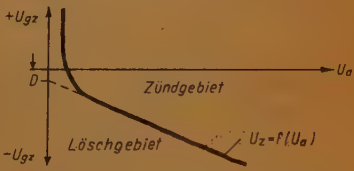


Abb. 15. Zündkennlinie eines Thyratrons

Unterhalb dieses Wertes ist die Röhre gesperrt. Ist die Zündung erfolgt, so hört die Steuerwirkung des Gitters auf. Der Anodenstrom setzt sprunghaft ein und ist in seiner Größe nur durch den äußeren Widerstand der Schaltung begrenzt.

Ist U die Spannung der Anodenstromquelle, U_B die Brennspannung der Röhre und R der Gesamtwiderstand im Anodenkreis, so wird

$$I_a = \frac{U - U_B}{R} \quad (58)$$

Die Löschung der Entladung kann dann nur durch Absenken der Anodenspannung bis zum Löschnspannungswert erreicht werden. Den Thyratrons haftet wie jeder Entladungsstrecke eine durch die Anwesenheit der Ionen bedingte Trägheit an, die den Frequenzbereich nach oben hin begrenzt. Jedoch lassen sich durch den Aufbau des Röhrensystems, durch die Wahl der Gasfüllung (Argon, Helium und Wasserstoff) und durch den Gasdruck die Ionisierungs- und Entionisierungszeiten so kurz halten, daß bei günstigsten Schaltungsmaßnahmen Kippfrequenzen bis zu 1 MHz erzielt werden können. In der Tabelle sind die technischen Daten einiger Kippschwingröhren zusammengestellt. Abb. 16 zeigt die grundsätzliche Schaltung einer Thyratron-Kippanordnung. Der Aufladekreis hat die übliche Form.

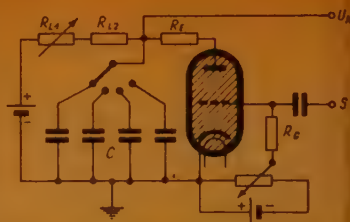


Abb. 16. Prinzipschaltbild einer Thyratron-Kippanordnung

Tabelle: Technische Daten von Kippschwingröhren

Technische Daten	Philips		AEG	
	4686	EC 50	S1/0,2iIA	S1/0,2iII
Heizspannung	4i	6,8i	4i	4i V
Heizstrom	1,2	1,8	1,4	1,9 A
Brennspannung (Löschsp.)	17	88	7...17	22...35 V
Anodensperrspannung	850	1000	1000	1000 V
Anodenspitzenstrom	300	750	200	200 mA
mitt. Anodenstrom im schwingenden Zustand	8	10	2	2 mA
Steuerspitzenspannung	— 300	— 500	± 80	± 80 V
Steuerspitzenstrom	1	1	10	10 mA
Schutzwiderstand für Steuergitter ..	1...500	1...500	10...100	10...100 kΩ
max. Spannung zwischen Heizung und Katode	100	150	—	— V
Durchgriff	4	8	2...4	2...4 %
max. Elektrizitätsmenge je Impuls ..	—	—	10 ⁻⁵	10 ⁻⁵ As
max. Kippfrequenz	50	150	20	150 kHz
Gasfüllung	Argon	Helium	Argon	Helium
Anheizzeit			0,5	0,5 min
Anlaufzeit			5	5 min
Temperaturbereich			— 20... ± 50°	— 20... ± 50°

Die Grobeinstellung der Kippfrequenz geschieht durch stufenweises Umschalten der Kondensatoren. Ein Teil des Ladewiderstandes ist als Drehwiderstand (R_{L1}) ausgebildet und gestattet die Feineinstellung der Frequenz. Im Entladekreis liegt der Widerstand R_E , der mit Rücksicht auf eine kurze Rücklaufzeit mög-

licht klein gehalten wird. Er dient lediglich dem Zweck, den Röhrenstrom auf den maximal zulässigen Wert zu begrenzen. Sein Widerstand bestimmt sich aus dem jeweiligen Zündspannungswert U_Z , dem für die Röhrentype zulässigen Anodenspitzenstrom I_{sp} und der Brennspannung U_B

$$R_E \min = \frac{U_Z - U_B}{I_{sp}} \quad (59)$$

Der Wert $U_Z - U_B$ stellt die Kippamplitude U_K dar. Sie kann durch Veränderung der negativen Gitterspannung mittels Potentiometer auf eine gewünschte Größe eingeregelt werden. Zu beachten ist dabei die damit verbundene Änderung der Kippfrequenz, die durch Nachregeln des Ladewiderstandes neu einzustellen ist.

Soll die Kippfrequenz von außen synchronisiert werden, so ist der negativen Gittergleichspannung die synchronisierende Wechselfspannung zu überlagern. Wegen des kleinen Durchgriffs genügen hierzu unter Umständen Spannungen von $\frac{1}{10}$ Volt. Um die synchronisierende Spannungsquelle möglichst gering zu belasten, ist dabei der Gitterwiderstand R_g hochohmig zu wählen, jedoch sollen Werte von 10^4 Ohm vor allem bei hohen Kippfrequenzen nicht überschritten werden. Die Ankoppelung erfolgt entweder galvanisch oder kapazitiv. Um Phasenschwankungen zwischen synchronisierender und synchronisierter Spannung zu vermeiden, verwendet man möglichst statt sinusförmiger Spannungen solche mit impulsförmigem Charakter, wobei besonders auf eine möglichst steile Vorderflanke Wert zu legen ist. In vielen Fällen wird daher die Notwendigkeit bestehen, die Synchronisierungsspannung in einer besonderen Röhrenstufe den Erfordernissen entsprechend umzuformen. Grundsätzlich ist zu beachten, daß mit fortschreitendem Anwachsen der Kippfrequenz und des Anodenspitzenstromes an die steuernde Impulsspannung einmal hinsichtlich Flankensteilheit und Impulsdauer, aber auch hinsichtlich der Amplitudenhöhe und der Leistung erhöhte Anforderungen zu stellen sind.

Bei der theoretischen Betrachtung im Teil 1 ergab sich bei einem nicht unterbrochenen Ladevorgang während des Rücklaufes eine Vergrößerung der Rücklaufzeit und damit eine Herabsetzung der erzielbaren Kippfrequenz. Aus der Gleichung (40) bestimmt sich die Rücklaufzeit zu

$$t_r = T_r \cdot \ln \left[\frac{U_2}{U_1 - \frac{U \cdot R_E}{R_L + R_E}} \right]$$

Analog gilt also für die Kippschaltung nach Abb. 16

$$t_r = R_L \cdot C \ln \left[\frac{U_Z}{U_B - \frac{U \cdot R_E}{R_L + R_E}} \right] \quad (60)$$

Sollen also extrem hohe Kippfrequenzen erreicht werden, so müssen einmal die Batteriespannung U und die Zündspannung U_Z klein gewählt werden, andererseits muß der Ladewiderstand R_L sehr groß gegenüber dem Entladewiderstand R_E gemacht werden. Dies bedeutet einen kleinen Ladestrom und, da auch $R_L \cdot C$ klein sein muß, einen kleinen Ladekondensator.

Günstigere Ergebnisse ließen sich erzielen, wenn der Ladevorgang während der Entladung des Kondensators vollständig unterbunden wäre. Eine Möglichkeit zeigt die Schaltung nach Abb. 17, an Stelle des Ladewiderstandes tritt eine

gittergesteuerte Elektronenröhre. Während des Ladevorganges ist diese auf Katodenpotential, so daß je nach der Größe der wirksamen Anodenspannung ein Elektronenstrom fließt. Im Augenblick des Zündens tritt jedoch durch den einsetzenden Entladestrom des Kondensators ein Spannungsabfall am Entladewiderstand R_E auf, der das Gitter der Elektronenröhre stark negativ vorspannt. Die Folge ist eine Sperrung der Röhre und damit eine Unterbrechung des Ladevorganges bis zum Löschen der Entladung. Hierdurch ist eine Trennung des Lade- und Entladevorganges erreicht, und beide Vorgänge folgen unabhängig voneinander den Gl. (6) und (35).

Die Frequenz bestimmt sich nach Gl. (45) zu

$$f = \left[\left(R_L \cdot C \cdot \ln \frac{U - U_B}{U - U_Z} \right) + \left(R_E \cdot C \ln \frac{U_Z}{U_B} \right) \right]^{-1} \quad (61)$$

R_L stellt den Innenwiderstand der Elektronenröhre dar.

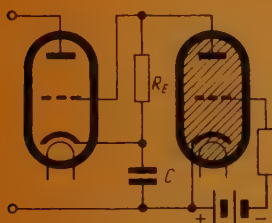


Abb. 17. Sperrung des Ladevorganges

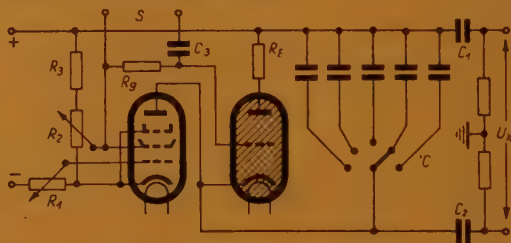


Abb. 18. Kippschaltung mit Ladepentode

Bei sehr hohen Frequenzen wird zwangsläufig die prozentuale Rücklaufzeit ansteigen. Wichtig ist, daß gleichzeitig die Entionisierungsbedingungen durch einen kleinen Gitterwiderstand möglichst günstig gestaltet werden.

Die bisher behandelten Kippschaltungen wiesen alle eine exponentiell verlaufende Ladekurve auf.

Soll die Kippspannung linear mit der Zeit ansteigen, so muß entsprechend der Gl. (21) der Ladestrom konstant gehalten werden. Um dies zu erreichen, ist der Ladewiderstand R_L entweder durch eine Sättigungsröhre mit Wolframkatode oder durch eine Pentode zu ersetzen. Praktische Bedeutung hat nur letztere. Bei einer Schirmgitterröhre ist der Anodenstrom wegen des kleinen Durchgriffs in weiten Grenzen unabhängig von der Anodenspannung. Eine Änderung des Ladestromes kann durch Regeln der Gittervorspannung vorgenommen werden. Um einen möglichst großen Regelbereich zu haben, kann unter Umständen eine Regelpentode bzw. eine Röhre AF 3 verwandt werden. Die Abb. 18 zeigt eine Kippschaltung, wie sie bei Elektronenstrahloszillografen Anwendung findet. Die erforderlichen Betriebsspannungen werden von dem aus den Widerständen R_1 , R_2 und R_3 bestehenden Spannungsteiler abgegriffen. Die Einregelung des Ladestromes durch Änderung der Gitterspannung der Ladepentode erfolgt am Widerstand R_1 (Feinregelung der Kippfrequenz), die Einstellung der Zündspannung U_Z der Entladungsgröhre am Widerstand R_2 (Amplitudenregelung). Die Kippspannung U_K wird über die beiden Kopplungskondensatoren C_1 und C_2 abgenommen. Im vorliegenden Fall ist die Kippspannung gegenüber Erdpotential symmetriert. Die Synchronisierspannung S wird dem Gitter der Kipp-Schwingröhre über den Kondensator C_3 zugeführt. Die Grobeinstellung der Kippfrequenz erfolgt wie üblich durch stufenweises Umschalten der Kondensatoren C_1 und C_2 .

Referate und Zeitschriftenschau

Der Zündmechanismus bei Relaisröhren mit kapazitivem Zünder

In der Technik viel verwendet wird die Lichtbogenentladung mit Quecksilberkatoden bei den sog. Quecksilberdampfgleichrichtern. Die Entladung geht hier von einem kleinen Gebiet der Quecksilberoberfläche, dem Katodenfleck, aus, der sich durch besonders große Stromdichte auszeichnet. Schwierig ist im allgemeinen die Zündung, die durch besondere Ausführungsformen des Gleichrichtergefäßes erleichtert wird. Auch die ständige Unterhaltung der Entladung fordert einen bestimmten Mindeststrom, so daß, wenn der Entnahmestrom sich stark ändern kann, Hilfsentladungen vorgesehen werden müssen. In den letzten 15 Jahren ist deshalb die Entwicklung von Entladungsröhren betrieben worden, bei denen man den Stromdurchgang in genau bestimmten Zeitpunkten beginnen lassen kann (Stromtore, Relaisröhren). Um den durch einen permanenten Katodenfleck entstehenden Schwierigkeiten aus dem Wege zu gehen, hat man nun versucht, diesen Fleck nur dann zu bilden, wenn er gerade gebraucht wird (gesteuerte Zündung), so daß man eine Relaisröhre in jeder Periode der verwendeten Wechselspannung von neuem zünden lassen kann. N. Warmoltz gibt eine Übersicht*) über den jetzigen Stand dieser Entwicklungen.

*) Philips Technische Rundschau (1947) Nr. 4 S. 105.

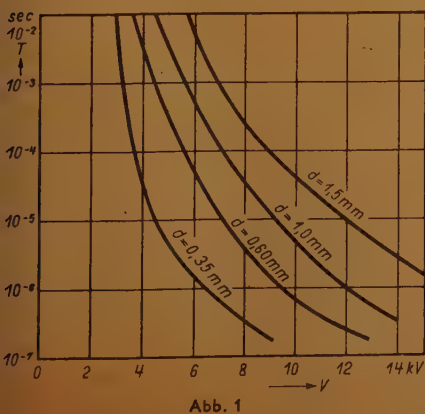


Abb. 1

Bei der kapazitiven Zündmethode wird einem Leiter, der durch eine dünne isolierende Wand von der Quecksilberkatode getrennt ist, eine hohe positive Spannung (3 bis 7 kV) zugeführt. Da der Nachweis erbracht werden kann, daß die Feldstärke an der Quecksilberoberfläche viel zu gering ist, um eine Sekundäremission zur Hilfsanode hin hervorzurufen, bietet hier die Theorie von Tonks eine brauchbare Lösung. Danach wird die Quecksilberoberfläche bei einer bestimmten, hier erreichten Feldstärke instabil und kleine Unebenheiten werden infolge ihrer Wirkung zu Spitzen ausgezogen, an denen die Feldstärke wiederum Werte erreicht, die für eine Feldemission genügen. Die für diesen Vorgang benötigte Zeit erklärt die gemessene Zündverzögerung, die spannungsabhängig ist (Abb. 1).

Die Übereinstimmung der aus der Tonkschen Berechnung sich ergebenden Zeiten mit den Messungen zeigt Abb. 2.

Der gesamte Vorgang erklärt sich dann also so, daß die positive Spannung am Zünder ein elektrisches Feld an der Quecksilberoberfläche aufweist, das zwar nicht stark genug für eine Feldemission ist, aber doch genügt, um diese Oberfläche zu spitzen Punkten auszuziehen, was aber eine gewisse Zeit erfordert. In diesen Punkten erreicht die Feldstärke die zur Elektronenemission ausreichenden Werte. Der Elektronenstrom fließt längs der Zünderwand, wahrscheinlich

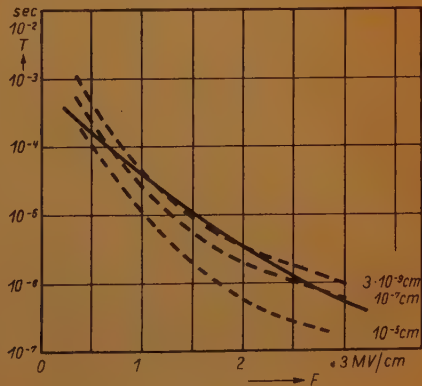


Abb. 2

durch Sekundäremission, weiter zur Anode. Der in den Quecksilberspitzen konzentrierte Strom führt infolge der Erwärmung zu einer Verdampfung des Quecksilbers, und der Quecksilberdampf leitet die Entladung in einen Lichtbogen über. Für die technische Anwendung solcher Relaisröhren als Schalter ist die Tatsache wesentlich, daß eine Quecksilberkatode ohne Schaden zu nehmen Ströme von Tausenden von Ampere zu emittieren imstande ist. So hat eine von Philips hergestellte Relaisröhre für ein Stroboskop einen zulässigen Spitzenstrom von 2000 Ampere. Mit Rücksicht auf die zulässige Temperatur beträgt die mittlere Stromstärke 1,5 bis 3,5 A, je nach Kühlung. Die Röhre hat eine Höhe von 18 cm. Wesentlich für die konstruktive Gestaltung ist das Erfordernis, das Quecksilber absolut rein zu erhalten, so daß Katode, Anode und Hilfsanode aus dem gleichen Material (Quecksilber) hergestellt wurden. Ma.

(Umfang der Originalarbeit 9 Seiten.)

Der selbsterregte magnetische Verstärker

Der durch eine gesättigte Eisendrossel fließende niederfrequente Wechselstrom kann durch einen Gleichstrom gesteuert werden, der durch eine zusätzliche Wicklung der Drossel fließt. Durch entsprechende Dimensionierung ist es möglich, zwischen der Größe des steuernden Gleichstromes und der hervorgerufenen Änderung des Mittelwertes des Wechselstromes eine lineare Beziehung herzustellen und eine strommäßige Verstärkerwirkung zu erreichen. Auf diese Weise lassen sich strom- bzw. leistungsmäßig Verstärkungsfaktoren bis zu etwa 400 erzielen.

Seinen praktischen Wert erhält der magnetische Verstärker aber erst durch die Selbsterregung, manchmal auch als Rückkopplung bezeichnet, da sich damit ohne Schwierigkeiten Leistungsverstärkungen auf den 50000-fachen, ja sogar bis auf einen millionenfachen Wert der aufzuwendenden Steuerleistung erreichen lassen*).

Die Selbsterregung kann man dadurch herbeiführen, daß man den durch die Drossel fließenden Wechselstrom nach Gleichrichtung noch einmal durch eine dritte Wicklung der Drossel, die sogenannte Rückkopplungswicklung, führt. Die Größe des Wechselstromes wird also jetzt durch die aus dem eingang-

seitigen Steuerleichstrom und einem dem Wechselstrom proportionalen Gleichstrom gebildete Summe beeinflusst. Diese einer Rückkopplung ähnliche Selbsterregung des magnetischen Verstärkers hat eine wesentliche Erhöhung der Leistungsverstärkung zur Folge, wie man sich auch aus Abbildung 1 klar machen kann. Dort ist die V-förmige Beziehung zwischen dem gesamten durch die Drossel fließenden Gleichstrom (Steuerstrom + Selbsterregerstrom) auf der Abszisse und

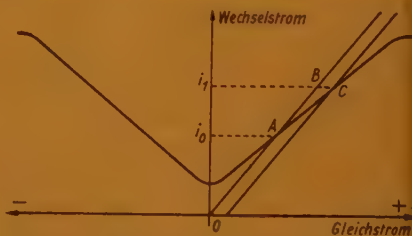


Abb. 1. Die Konstruktion der Kennlinie des selbsterregten Verstärkers

dem Wechselstrom auf der Ordinate dargestellt. Der Selbsterregerstrom ist proportional dem Wechselstrom und wird durch eine von dem Nullpunkt ausgehende Gerade wiedergegeben. Die Neigung dieser Geraden hängt von dem Maß der Selbsterregung ab. Bei voller Selbsterregung (Erregerstrom = Mittelwert des Wechselstromes) beträgt die Neigung 45° , je geringer die Selbsterregung ist, um so steiler wird die Gerade.

Der Arbeitspunkt des selbsterregten magnetischen Verstärkers ist der Schnittpunkt dieser Geraden mit der V-förmigen Kennlinie an der Stelle A, und es fließt der Wechselstrom i_0 , wenn der steuernde Gleichstrom null ist. Für eine Vergrößerung des Wechselstromes auf den Betrag i_1 ist nur ein Steuerleichstrom entsprechend der Strecke B—C erforderlich, da der Betrag der Strecke i_1 —B von der Selbsterregung geliefert wird. Der Grad der Selbsterregung bzw. Rückkopplung ist recht kritisch, da bei ungünstiger Lage der Selbsterregungsgeraden die durch einen Steuerleichstrom verursachte Parallelverschiebung dieser Geraden zu zwei Schnittpunkten mit der V-förmigen Kennlinie im oberen und unteren Knick führen kann. Der Verstärker arbeitet dann instabil, und es kommt zu sprunghaften Änderungen des Wechselstromes. Den günstigsten Grad der Selbsterregung muß man in jedem einzelnen

*) S. E. Tweedy, Magnetic Amplifiers, Electronic Engineering, Band 20, März 1948, Seite 84.

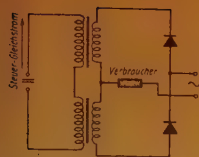


Abb. 2. Verstärker mit gemeinsamer Rückkopplungs- und Wechselstromwicklung

Windungen fließen lassen. In Abb. 2 ist ein typisches Schaltbeispiel für einen derartigen Verstärker gezeigt. In diesem Falle ist der durch die Windungen fließende Wechselstrom und Selbsterregerstrom gleich groß, und man hat 100%ige Selbsterregung. Da es unzweckmäßig ist, an einen festen Wert der Selbsterregung gebunden zu sein, wird man in dem Wechselstromkreis noch einige weitere Windungen über einen zusätzlichen Gleichrichter vorsehen müssen.

Selbsterregte Verstärker reagieren naturgemäß sehr empfindlich auf Spannungs- und Frequenzschwankungen der Wechselstromquelle, da der ausgangseitige Wechselstrom durch die Selbsterregung in hohem Maße von diesen Faktoren abhängig geworden ist. Selbsterregte magnetische Verstärker wird man daher hauptsächlich in Gegentaktschaltungen verwenden, die von Schwankungen der Wechselstromquelle weitgehend unabhängig sind. Abb. 3 zeigt ein Schaltbeispiel für einen derartigen Gegentaktverstärker. Der Verstärker besteht aus zwei Drosseln, deren Wicklungen für den einseitigen Steuerstrom und Erregerstrom hintereinander geschaltet sind. Die Gegentaktwirkung kommt dadurch zustande, daß in der einen Drossel Steuerstrom und Erregerstrom die gleiche Richtung, in der anderen Drossel aber ent-

gegengesetzte Richtung haben. Solange der Steuerstrom Null ist, fließt durch den Verbraucher kein Wechselstrom, sofern die beiden Seiten des Gegentaktverstärkers identisch sind; Schwankungen der Wechselstromquelle ändern an diesem Zustand nichts. Um auch das Maß der Verstärkung von der Wechselstromquelle möglichst unabhängig zu machen, muß man im Maximum der Verstärkungskurve arbeiten.

Man kann auch ohne eine besondere Rückkopplungswicklung auskommen und den Wechselstrom und Selbsterregerstrom durch die gleichen

Die Verstärkung des selbsterregten Verstärkers hängt sowohl von der Impedanz des Verbrauchers als auch von dem Grad der Selbsterregung und der Zahl der Amperewindungen der Wechselstromwicklung ab. Alle diese Werte müssen experimentell bestimmt werden; die Windungszahl der Wechselstromwicklung wird ermittelt, nachdem die für die Impedanz des vorliegenden Verbrauchers günstigste Selbsterregung festgelegt worden ist. Im allgemeinen wird man noch eine weitere Wicklung für eine Vorerregung mit einem konstanten Gleichstrom vorsehen müssen, durch die der Arbeitspunkt in den gewünschten Steuerbereich gebracht werden kann.

Nach diesen Grundsätzen von der Industrie gebaute Verstärker gestatten eine Verstärkung von Eingangsleistungen bis herab zu $2 \cdot 10^{-11}$ Watt. Spezialverstärker mit eingebautem Meßinstrument für die Verstärkung der von Fotoelementen gelieferten Ströme haben einen Eingangswiderstand von 10000 Ohm und geben Vollausschlag bei einem Eingangsstrom von $1,33 \cdot 10^{-6}$ A, entsprechend einer Leistungsaufnahme von $1,8 \cdot 10^{-6}$ Watt; Fotoströme von $1,4 \cdot 10^{-8}$ A können noch erkannt werden. Als Wechselstromquelle dient bei allen Geräten 50 periodige Netzspannung.

Dr. F.
(Umfang der Originalarbeit 5 Seiten.)

Die Verstärkerröhre als veränderlicher Blindwiderstand

Sowohl für die Konstanthaltung der Oszillatorfrequenz in Superheterodyn- und Synchrondyn-Empfängern als auch in der Modulatorschaltung von frequenzmodulierten Sendern werden Schaltungen verwendet, durch die eine Amplitudenänderung einer Bezugsgröße in eine dieser proportionalen Frequenzänderung überführt wird. Ein derartiger Schaltkreis wirkt wie ein durch die Bezugsgröße veränderlicher Blindwiderstand, der parallel zu der Kapazität oder Selbstinduktion des die Frequenz bestimmenden Schwingkreises liegt. Unter bestimmten Voraussetzungen können

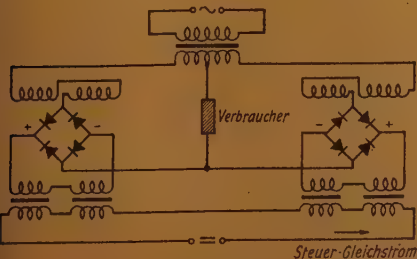


Abb. 3. Selbsterregter magnetischer Gegentaktverstärker

Ein- oder Mehrgitterröhren als steuerbare veränderliche Blindwiderstände arbeiten, wenn Gitter- und Anodenimpedanzen der Röhre so gewählt werden, daß zwischen Steuergitter und Anode eine Phasenverschiebung von 90° entsteht. Das Ersatzschaltbild eines solchen Röhrenkreises ist ein Blindwiderstand, der mit einem ohmschen Widerstand in Reihe oder diesem parallel geschaltet ist. Arbeitet etwa ein solcher Röhrenkreis als Frequenzmodulator, wobei dem Steuergitter oder der Anode der Röhre die Modulationsspannung zugeführt wird, so tritt neben der die Frequenzmodulierung bewirkenden Änderung des Blindwiderstandes auch noch eine unerwünschte Amplitudenmodulation — und damit ein hochfrequenter Energieverbrauch — in Erscheinung, die durch den ohmschen Dämpfungswiderstand hervorgerufen wird.

Es läßt sich aber beweisen, daß dieser Dämpfungswiderstand mindestens theoretisch völlig unterdrückt werden kann. Wenn man davon ausgeht, daß die Gesamtimpedanz der betrachteten Röhrenschaltung rein imaginär sein soll, erhält man für die Gitter- und Anodenimpedanzen der Röhre, die den Phasenschieber bilden, Gleichungen, bei deren Erfüllung der Realteil der Gesamtimpedanz verschwindet*).

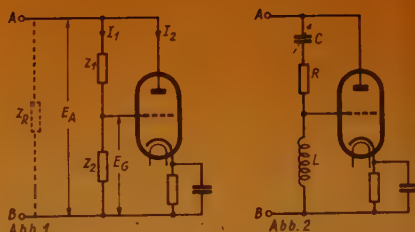
In Abb. 1 ist eine als Blindwiderstand arbeitende Röhrenschaltung, wie sie als Frequenzmodulator benutzt wird, schematisch dargestellt, die mit den Klemmen A und B dem frequenzbestimmenden Schwingkreis parallel geschaltet wird. Zwischen den Klemmen A und B, an denen die Hochfrequenzspannung E_A liegt, wirkt die Röhrenschaltung wie eine Impedanz Z_R , die ein reiner Blindwiderstand, und somit imaginär sein soll. Dem Anodenkreis wird über einen Transformator die niederfrequente Modulationsspannung zugeführt. Der Anodenwechselstrom I_a ist gegeben durch

$$I_a = \frac{E_A}{R_i} + \frac{E_G}{R_i \cdot D}$$

wo R_i der innere Widerstand, D der Durchgriff und E_G die Gitterwechselspannung der Röhre sind. Die Impedanzen Z_1 und Z_2 wirken als Phasenschieber, und für die Beziehung zwischen E_G und E_A gilt die komplexe Gleichung

$$E_G = \frac{Z_2}{Z_1 + Z_2} \cdot E_A$$

*). F. Butler, Reactance Modulator Theory, Wireless Engineer, Band 25, März 1948, Seite 69.



Ist I_a der durch Z_1 und Z_2 fließende Hochfrequenzstrom, so erhält man für die Gesamtimpedanz Z_R :

$$Z_R = \frac{E_A}{I_1 + I_2} = R_i \cdot \frac{Z_1 + Z_2}{R_i + Z_1 + \left(1 + \frac{1}{D}\right) Z_2} \quad (1)$$

Setzt man in die Gleichung (1) für Z_1 und Z_2 die komplexen Werte

$$Z_1 = R_1 + jX_1$$

$$Z_2 = R_2 + jX_2$$

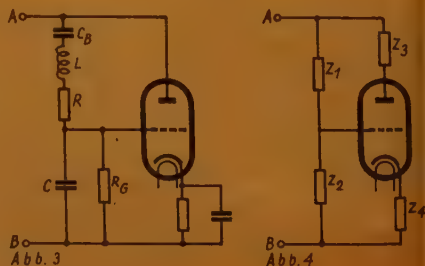
ein, trennt den Realteil vom Imaginärteil und setzt dann den Realteil gleich Null, so erhält man die Bedingung für ein rein imaginäres Z_R :

$$(R_1 + R_2) \cdot \left(R_i + R_1 + \left[1 + \frac{1}{D} \right] R_2 \right) = - (X_1 + X_2) \cdot \left(X_1 + \left[1 + \frac{1}{D} \right] X_2 \right) \quad (2)$$

und es ergibt sich für den Blindwiderstand X_R der gesamten Röhrenschaltung der Wert:

$$X_R = - R_i \cdot \frac{R_1 + R_2}{X_1 + \left(1 + \frac{1}{D} \right) X_2} \quad (3)$$

Der Blindwiderstand ist also dem inneren



Widerstand $R_i = \frac{\partial E_A}{\partial I_2}$ der Röhre proportional.

Bei der Steuerung der Röhre durch die niederfrequente Modulationsspannung im Anodenkreis muß sich daher R_i umgekehrt proportional zu E_A ändern:

$$R_i = \frac{c}{E_A}$$

Aus diesen beiden Gleichungen für R_i ergibt sich:

$$I_2 = c' \cdot E_A^2$$

Die Kennlinie der Röhre muß also quadratisch verlaufen, der Anodenstrom muß mit dem Quadrat der Anodenspannung anwachsen.

Die durch die Gleichung (2) aufgestellte Bedingung für das rein imaginäre Verhalten der Gesamtimpedanz Z_R kann durch entsprechende Bemessung der Schaltelemente Z_1 und Z_2 erfüllt werden. Da die linke Seite der Gleichung (2) sicher stets positiv ist, muß das Klammerprodukt auf der rechten Seite ein negatives Vorzeichen haben, damit die Gleichung (2) erfüllt sein kann. Das ist aber nur möglich, wenn X_1 und X_2 verschiedenes Vorzeichen haben, d. h. verschiedene Arten von Blindwiderständen darstellen.

In Abb. 2 und Abb. 3 sind zwei Schaltungsbeispiele gezeigt, durch die die Gleichung (2) erfüllt werden kann. In Abb. 2 wird Z_1 durch den mit dem ohmschen Widerstand R in Reihe liegenden Kondensator C , Z_2 durch die Selbstinduktion L gebildet. In Abb. 3 besteht Z_1 aus der mit dem Widerstand R hintereinandergeschalteten Selbstinduktion L , Z_2 aus dem Kondensator C . Der unvermeidbare Sperrkondensator C_B und Gitterableitwiderstand R_G muß durch eine entsprechende Abweichung der Selbstinduktion L von dem theoretischen Wert ausgeglichen werden.

Eine Beseitigung des ohmschen Widerstandes zwischen den Klemmen A und B kann man aber ganz allgemein auch nach Abb. 4 durch die Ausgleichsimpedanzen Z_3 und Z_4 erreichen. Im allgemeinen genügt eine dieser Ausgleichsimpedanzen, um bei einem gegebenen Phasenschieber-Spannungsteiler Z_1-Z_2 den Realteil von Z_R zum Verschwinden zu bringen.

Aus der Frequenzabhängigkeit von Blindwiderständen, im betrachteten Falle von X_1 und X_2 , ergibt sich, daß die Gleichung (2) streng immer nur für eine einzige Frequenz erfüllt werden kann. Bei allen anderen Fre-

quenzen hat Z_R eine reelle Komponente, und es tritt wieder Amplitudenmodulation, verbunden mit einer Energieaufnahme, ein. Die Gleichungen (2) und (3) gelten daher für den Frequenzmodulator nur solange, als die durch die Modulation verursachte Bandbreite nicht einen verhältnismäßig kleinen Wert übersteigt.

Dr. F.

(Umfang der Originalarbeit 6 Seiten.)

Messung der Nachhallzeit mit Hilfe eines exponentiellen Verstärkers*)

Beim Ausschalten einer Schallquelle in einem geschlossenen Raum sinkt der Schalldruck nach der Funktion

$$P = P_0 \cdot e^{-k't} \cdot \sin(2\pi f_0 \cdot t + \varphi) \quad (1)$$

langsam ab. Hierin bedeuten:

P_0 = Schalldruck vor dem Abschalten

k' = Absorptionskonstante der Wände

f_0 = Eigenfrequenz des Raumes

φ = Phasenwinkel, der vom Zeitpunkt des Abschaltens abhängt.

Die Nachhallzeit t_{90} ist so definiert, daß nach ihrem Verstreichen die Schallstärke um 60 db, also auf den 10^{ten} Teil absinkt. Im gleichen Zeitraum verringert sich der Schalldruck auf den tausendsten Teil seines Anfangswertes.

$$10^{-3} = e^{-k't_{90}}$$

$$t_{90} = \frac{13,8}{k'} \quad (2)$$

Man kann die Nachhallzeit mit Hilfe eines Exponentialverstärkers in folgender Weise bestimmen:

Ein Kondensatormikrofon nimmt in üblicher Weise den Schall auf und liefert eine entsprechende Spannung an einen Verstärker, dessen Verstärkung exponentiell mit $e^{\alpha t}$ zunimmt. Hierin ist α ein positiver, einregelbarer Wert. Auf einem angeschlossenen Katodenstrahloszillografen kann man bei geeigneter Zeitablenkung die von dem Kondensatormikrofon gelieferte Spannung sichtbar machen und den Wert α so einregeln, daß die von dem Oszillografen geschriebenen Sinuslinien konstante Amplitude haben. Das ist der Fall, wenn

$$\alpha = k'$$

ist. Solange α nicht $= k'$ ist, fällt oder steigt die Kurvenamplitude, so daß sich im Idealfalle eine sehr kritische Einstellmöglichkeit

*) W. Tak, Philips Technisch Tijdschrift, Dez. 1947, S. 371...379.

ergibt. Bei Gleichheit von α und k' kann aus Gl. (3) t_{90} berechnet werden.

Dieses Verfahren wird aber den tatsächlichen Verhältnissen noch nicht gerecht, da in der Praxis Schallstöße von wechselnder Dauer und Frequenz auftreten. Man muß daher entweder die Frequenz der Schallquelle modulieren oder kurze Stöße bekannter Frequenz aussenden. Der letzte Weg wird bei der vom Verfasser beschriebenen Methode angewendet. Abb. 1 zeigt das Prinzipschaltbild der Meßanordnung. Ein Tongenerator G liefert über einen Impulsgeber I und einen Endverstärker A_1 an den Lautsprecher L die Meßfrequenz. Das Mikrofon M nimmt den Schall auf und

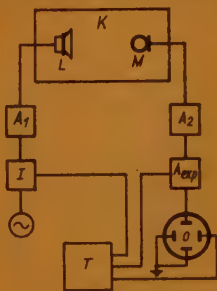


Abb. 1

gibt die entsprechenden Wechselspannungen an den Vorverstärker A_2 und sodann an den Exponentialverstärker A_{exp} ab. Dieser ist am Ausgang mit den Amplitudenplatten des Katodenstrahloszillografen O verbunden. Ein Zeitspannungsgenerator T liefert 3 synchrone Steuerspannungen, von denen eine Sägezahnverlauf hat und zur Zeitablenkung des Elektronenstrahls dient. Eine zweite Spannung steuert den Impulsgeber, während die dritte dafür sorgt, daß die Verstärkung des Exponentialverstärkers während der Schreibdauer der Zeitachse (= Periodendauer der Impulse) von der Kleinstverstärkung auf die Größtverstärkung exponentiell anwächst. Zu der praktischen Ausführung des Verstärkers ist zu bemerken, daß eine Verstärkung von 60 db in das Gebiet des Röhrenrauschens führt und man deshalb besser mit einer geringeren Verstärkung von 40 db arbeitet. Die Umrechnung der normalen Nachhallzeit t_{90} auf die 40 db-Nachhallzeit t_{40} ist praktisch durch die folgende Beziehung gegeben:

$$t_{40} = \frac{11}{8} t_{90} \quad (3)$$

Die Abb. 2 zeigt, wie die verschiedenen Kurven zeitlich zueinander liegen. Kurve a zeigt den Impuls, der die Zeitdauer τ hat und Kurve b die vom Mikrofon aufgenommene Kurve. Kurve c gibt den Logarithmus des Verstärkungsfaktors im Exponentialverstärker in Abhängigkeit von der Zeit an. Kurve d

ist die Zeitablenkkurve des Katodenstrahl-
oszillografen. Schließlich stellt Kurve e das
auf dem Leuchtschirm wiedergegebene Bild
(in abgeglichenem Zustand) dar. Das Ver-
hältnis Endverstärkung g_T (zum Zeitpunkt T)
zur Anfangsverstärkung g_0 wird einmalig auf
genau 40 db eingestellt und T jedesmal so
eingeregelt, daß die Amplitude y (Kurve e)

konstant wird. Jetzt ist $T = t_{90} = \frac{9}{8} t_{40}$.

Die Schaltungen des Impulsgebers, des Zeit-
spannungsgenerators und des Exponential-
verstärkers stellen nichts Neues dar. Der
Verstärker muß stabilisiert sein und zwischen
50 und 10000 Hz linear arbeiten. Der Anoden-
strom der Verstärkerröhren hängt exponen-
tiell von der Gitterspannung ab (z. B. EF 5
oder EF 41).

Zum Schluß werden einige Meßresultate be-
schrieben. Die Auswertung des Oszillo-
grammes wird dadurch sehr erschwert, daß
ein geschlossener Raum mehrere Eigen-
schwingungen hat, so daß auch bei ab-
geglichenen Meßanordnung ein ungleich-
mäßiges Kurvenbild entsteht. Der Verfasser
betont jedoch, daß bei einiger Übung auch
für diese ungleichmäßigen Kurvenbilder ein
exaktes Einstellen des richtigen Wertes α und
damit der Ermittlung der Nachhallzeit t_{90}
durchaus möglich ist.

Interessant sind Kurvenbilder, die den Ein-
fluß eines an den Untersuchungsraum an-
geschlossenen Ganges zeigen. htg.

(Umfang der Originalarbeit 9 Seiten)

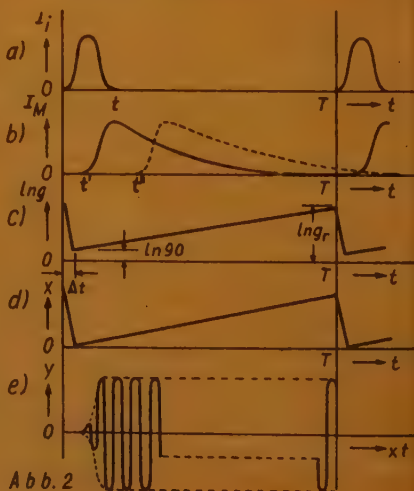


Abb. 2

Die Schaltung mit niedrigem Rauschpegel für das Kondensatormikrofon

Die normale Schaltung eines Kondensatormikrofons besteht aus einer Reihenschaltung Gleichstromquelle, Kondensatormikrofon und einem Gleichstrom R. Sowohl die Gleichwertigkeit der Tonwiedergabe bei verschiedenen Frequenzen erfordert einen hohen Wert von R als auch die Rauschspannung am Verkereingang, welche bei dieser Schaltungsanordnung sinkt, wenn R größer wird. Im allgemeinen hat R einen Wert von ca. ... 200 M Ohm. Dieser hohe Widerstand bringt drei Schwierigkeiten mit sich: Das Gerät ist für niederfrequente Störungen sehr anfällig;

der Isolationswert von Mikrofon und Gitter der Eingangsröhre muß sehr hoch sein; das Mikrofon muß unter Vermeidung eines Kabels (veränderliche Kapazität!) direkt an den Verstärker angeschlossen werden.

Mittel zur Behebung dieser Schwierigkeiten bringen meistens einen Verlust an Empfindlichkeit mit sich.

Nachteile der Gleichstromschaltung können durch Verwendung eines hochfrequenten Trägerstromes vermieden werden, der vom Mikrofon niederfrequent moduliert wird*). Die Verfahren sind hierzu bekannt, die Frequenzmodulation und die Amplitudenmodulation des Hilfsstromes. Der Verfasser gibt der letzteren den Vorzug, da die unmittelbare Zusammenschaltung mit einer Oszillatorröhre vermeidet. Er schlägt folgende Anordnung vor:

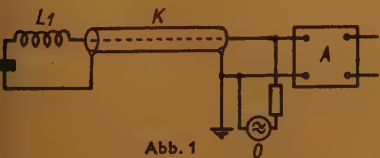


Abb. 1

Das Kondensatormikrofon wird (Abb. 1) mit einer Spule in Reihe geschaltet. C_m und L_1 bilden mit der Trägerfrequenz Resonanz. Die Serienimpedanz von C_m und L_1 ist sehr gering, wodurch die relativen Impedanzänderungen durch die veränderbare Kapazität C_m beträchtlich zunehmen. Aus demselben Grunde ist die Rauschkomponente

niedrig. Die unmittelbare Zusammenschaltung mit dem Kabel stört jetzt nicht mehr. Allerdings sind zwei andere Schwierigkeiten noch zu bekämpfen: 1. Ungewollte Frequenzänderungen bringen einen Geräuschbeitrag zur gewollten Modulation. 2. L_1 ist nicht verlustfrei.

Hier hilft Brückenschaltung nach Abb. 2. Man bildet die Reihenschaltung $C_m L_1 r_1$

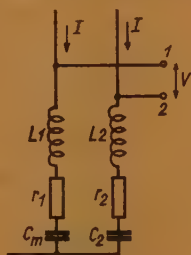


Abb. 2

durch eine (dem Ruhezustand von C_m) gleichwertige Anordnung $C_2 L_2 r_2$ nach. Beide Brückenarme werden vom Trägerstrom durchflossen, dessen geräuschverursachende Schwankungen jetzt auf die Nutzausgangsspannung V keinen Einfluß mehr haben. Beim Besprechen der Membrane

kann höchstens ein sehr kleiner Geräuschbeitrag des Trägerstromes auftreten, der aber proportional der Schallamplitude, nämlich der relativen Kapazitätsänderung $(C_m - C_2)/C_2$ ist.

Um die Höhe der durch die Verlustwiderstände r_1 und r_2 verursachten Rauschspannung schätzen zu können, wird für r ein Wert von 15 Ohm angesetzt. Für den fraglichen Frequenzbereich von 0 ... 14000 Hz erhält man dann $e_r = 8,4 \cdot 10^{-5}$ mV. Die Nutzsprache eines guten Kondensatormikrofons liegt bei 3 mV für 1 μ bar Schalldruck. Demnach würde ein Schalldruck von $8,4 \cdot 10^{-5} : 3 = 2,8 \cdot 10^{-5}$ μ bar die gleiche Amplitude ergeben, wie das von den Verlustwiderständen $r_1 + r_2$ verursachte Rauschen. Dieser Betrag ist nicht wahrnehmbar, denn er liegt 17 db unter dem mit 10^{-16} W/cm² festgelegten Nullpegel. Meistens wird man r_1 und r_2 etwas höher wählen, um eine Anpassung an den Wellenwiderstand des Kabels zu erreichen.

Eine für diese Methode geeignete Schaltung zeigt Abb. 3. P_1 ist die Oszillatorröhre; sie arbeitet auf den durch L_a , C_a und C_k gebildeten Schwingkreis. K ist das Mikrophonkabel. Die Nutzsprache erscheint an den Klemmen 1 und 2 und wird hinauftransformiert. Niederfrequente Störungen brechen an der (für sie niederohmigen) Primärwicklung von T_1 zusammen. Die im Signal fehlende Trägerfrequenzkomponente wird für die Gleichrichtung über den Kanal $C_0 - R_1 -$

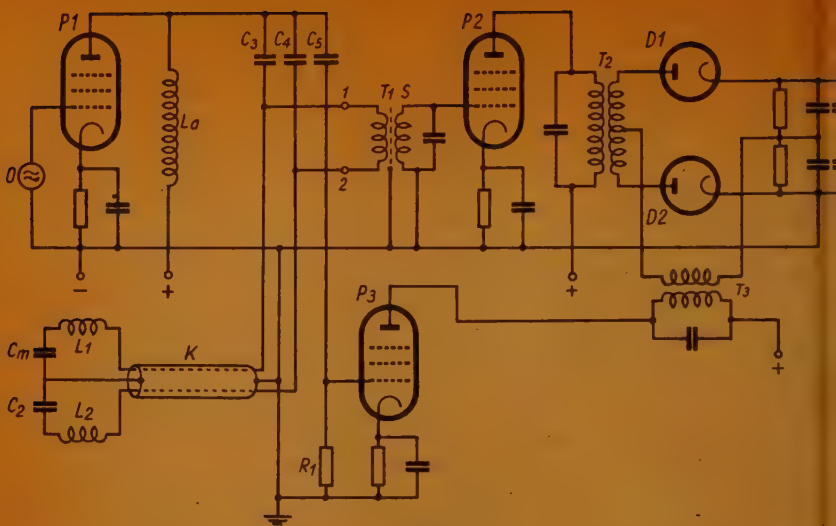


Abb. 3

$P_2 - T_1$ hinzugefügt. Der Gegentaktgleichrichter D_1, D_2 verhindert das Auftreten von Störkomponenten aus der Trägerkomponente. Wichtig ist ferner, daß die Trägerfrequenz phasenrichtig addiert wird ($C_5 - R_1$).

Die beschriebene Anordnung, welche auf Vorschläge von RIEGGER¹⁾ zurückgeht, hat erst jetzt durch ihre Ausnutzung zur Herabsetzung des Rauschpegels Bedeutung erhalten. Sie ist auch für kapazitive Tonabnehmer geeignet.

(Umfang der Originalarbeit 7 Seiten)

Hochspannungserzeugung für Fernsehgeräte

Die Einführung des Fernsehfunks, die in Deutschland leider bisher völlig unterbrochen war, macht in anderen Ländern, insbesondere in Amerika und England, größte Fortschritte. In zwei Nummern von „Wireless World“, London²⁾, wird von A. H. B. Walker über verschiedene Methoden zur Erzeugung der Hochspannung für die Braunsche Röhre berichtet, wobei die Verwendung

neuer Sperrschichtgleichrichter große Vorteile bringt. Diese werden von Westinghouse unter der Typenbezeichnung 36 EHT in 6 verschiedenen Größen hergestellt, und zwar als Sperrschichtgleichrichter aus Isolierrohr von 12 mm \varnothing mit Drähten, die an den Enden zum Einlöten in die Schaltung angeschlossen werden. Über die Daten gibt die stehende Tabelle 1 Aufschluß.

Tabelle 1:
Daten von 36 EHT-Gleichrichtern

Type 36 EHT	Länge in mm	Betriebs- mäßige Sperr- (Spitzen-) Spannung in kV	Erzeugte Gleichspannung in kV	
			bei 1stufiger Impuls- gleich- richtung	bei 50 Ein- gleich- richtern
Nr.				
20	36	1,6	1,8	0,7
40	57	3,2	2,62	1,4
70	93	5,6	4,58	2,5
130	161	10,4	8,5	4,8
160	198	12,8	10,4	5,8
240	286	19,2	15,7	8,8

Die Gleichrichter sind bemessen für 5 mA gesamten Ausgangsgleichstrom, was für alle kommenden Zwecke ausreichen dürfte. Folge geringer Eigenkapazität sind sie 50 kHz brauchbar, also auch in Hochspannungsgeräten, die vom Zeilenrücklauf arbeiten. Mittels geeigneter Schaltungen lassen sich der bisherige, teure und schwere, durch

¹⁾ Zeitschrift für techn. Physik 5, 577, 1924

²⁾ A. H. B. Walker: „Television E. H. T. Supply“, Wireless World 54 (1948), Nr. 4, 120...125 (April) und Nr. 5, 169...178 (Mai). Teil I: Erfordernisse, übliche Methoden; Teil II: Spannungsvervielfacher, neue Schaltung mit geringer Eingangsspannung. (E. H. T. = extra high tension, denn die normale Anodenspannung wird dort üblicherweise bereits mit H. T. bezeichnet.)

Überschläge gefährdete Hochspannungsnetztransformatoren einsparen, so daß sich bedeutende Vorteile ergeben. Aus obiger Tabelle 1 findet man eine betriebsmäßige Sperrspannung von 68 V/mm, während unsere üblichen Selengleichrichter nur 14 bis 18 Volt bei 1 mm Stärke aufweisen. Die neuen „Metallgleichrichter“, über deren Aufbau, auch Sperr- und Durchlaßwiderstände, nichts Weiteres angegeben wird, sind also den bisherigen um etwa den Faktor 4 überlegen.

Anforderungen an den Hochspannungsteil von Fernsehapparaturen: Gleichspannung bei normalen Bildröhren 4...5 kV, bei neueren, mit Aluminium hinterlegten Leuchtstoffen 7...8 kV, bei Hochleistungs-Projektionsröhren 25...50 kV. Maximalstrom in allen Fällen etwa 100 μ A, wobei mit Vorbelastung durch einen Spannungsteiler anscheinend nicht gerechnet wird. Die Rücksicht auf Bildgüte bestimmt wesentliche Daten des Hochspannungsteiles: der gesamte Bereich der Bildfrequenzen einschließlich der Gleichstromkomponente muß wiedergegeben werden, Brumm-Modulation im Bilde darf nicht auftreten. Der Ladekondensator muß also hinreichend groß sein (mindestens 2 nF), damit die Zeitkonstante groß gegenüber einer Bildperiode ist. Fokussierung und Ablenkempfindlichkeit sind ferner abhängig von der Hochspannung, so daß diese hinreichend vom Strahlstrom unabhängig sein muß. Als Begriff des Regelungsfehlers („regulation“) wird die prozentuale Spannungsänderung bei voller Laständerung von 100 μ A eingeführt. Für Betrachtungs- röhren sind 10% zulässig, für Projektionsröhren 1...2%.

Von Interesse ist die Beschreibung der Bildfehler, soweit sie vom Hochspannungsnetzteil errühren können. (Zur Kontrolle auf sonstige Übertragungsfehler hat übrigens die BBC eine neue Prüfschablone herausgebracht, die täglich im Fernschrundfunk übertragen wird; auf S. 137 des genannten Aprilheftes ist sie wiedergegeben und eingehend erörtert.) Zu geringe Zeitkonstante im Netzteil bewirkt Brummstreifen und Defokussierung von Bildpartien, die sich mit dem Bilde bewegen; die seitlichen Bildkanten erscheinen hellig. An weißen Bildteilen treten sich bewegende Ausbauchungen auf, da der Spitzenstrom die Anodenspannung verringert und die Ablenkempfindlichkeit erhöht hat. Reicht zwar die Zeitkonstante, aber nicht die Rege-

lungsgüte, so ändert sich das Bild in Größe und Gesamtschärfe bei Änderung des Anodengleichstromes der Bildröhre, also der mittleren Helligkeit. Dies wirkt am schlimmsten bei Filmübertragungen mit ihrem häufigen Wechsel von Szenen und Titeln. Der gleiche Effekt tritt bei Einstellung der „Bildhelligkeit“ und des „Kontrasts“, d. h. der Bildamplitude, auf, wahrnehmbar an der Helligkeitsschwankung im Zimmer, wenn man sich vom Fernsehgerät abwendet.

Die schaltungsmäßigen Vorteile bei der Verwendung von Metallgleichrichtern liegen vor allem im Fortfall der Heizwicklung für die Gleichrichterröhre, wodurch die spannungsmäßige Beanspruchung des Transformators erheblich zurückgeht. Dies zeigt Abb. 1 an einem Einweggleichrichter für 5 kV = U_s . Der Netztransformator hat sekundär 3,5 kV effektive, also 5 kV Scheitelspannung. Bezeichnen wir die Spannungen bei positiver Halbwelle mit vollen, bei negativer Halbwelle mit gestrichelten Pfeilen, so ersieht man leicht, daß sowohl in Abb. 1a wie 1b gefährliche Spitzenspannungen vom doppelten Scheitelwert am Transformator auftreten, und zwar im ersten Falle zwischen Hochspannungs- und Heizwicklung, im zweiten Falle zwischen Hochspannungswicklung und Kern. Letztere Spannung wird in Abb. 1c, bei Verwendung eines Metallgleichrichters, nur halb so groß, d. h.

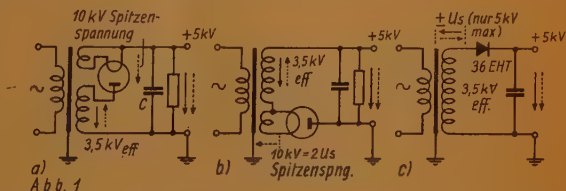


Abb. 1

also der Scheitelspannung U_s selbst gleich. Infolge verringerter Anforderungen an die Isolation kann also der Transformator, bei mindestens gleicher Betriebssicherheit, wesentlich kleiner und billiger ausgeführt werden.

1. Bisherige Methoden

Im einzelnen werden die verschiedenen Methoden der Hochspannungserzeugung im Fernsehgerät miteinander verglichen:

a) Netztransformator mit Gleichrichter, die bisher meistbenutzte, gemäß Abb. 1 durch Verwendung eines Metallgleichrichters stark zu verbessernde Methode. Infolge des

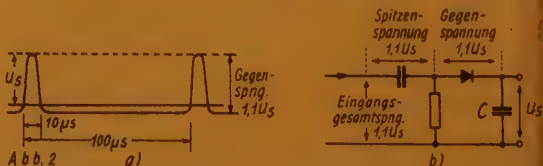
in der Sperrrichtung vorhandenen Widerstandes des Gleichrichters, der in dieser Größenordnung liegt, sei der Sicherheits-Entladewiderstand von 100 M Ω aus Abb. 1a und b hier nicht erforderlich (dies wundert uns insofern, als wir meist die Hilfsspannungen der Braunschen Röhre einem Hochspannungsteiler entnehmen, über welchen auch die Entladung beim Abschalten erfolgt). Eine zusätzliche Siebung durch ein R-C-Glied, wobei der Kondensator gleich dem Ladekondensator gewählt wird, ist in der Regel nötig. Ein Regelungsfehler unter 10% bei 100 μ A Stromänderung ist leicht erreichbar, wobei $R = 1$ M Ω , wenigstens für Direktbetrachtung, als Siebwiderstand zulässig ist. Der Transformator muß in Metallgehäuse ausgeführt und mit Öl oder Wachs vergossen sein, was verhältnismäßig teuer ist.

b) Hochfrequenzoszillator mit Gleichrichter. Der eigentliche Gleichrichter entspricht schaltungsmäßig der Abb. 1c, arbeitet aber bei wesentlich höherer Frequenz bis zu 50 kHz, welche aus einer selbsterregten Schwingröhrenstufe gewonnen wird. Der Transformator kann daher mit viel geringerer Windungszahl und kleiner bzw. völlig ohne Eisenkern ausgeführt werden. Größere Zwischenräume und Luftisolation sind möglich, was wichtig ist, falls eine Gleichrichterröhre geheizt werden soll. Schwierigkeiten beim Transformator können, wegen der hohen Frequenz, durch die verteilten Kapazitäten und die Verluste bedingt sein. Zu Sprühercheinungen und Gleitfunken besteht erhöhte Neigung. Der Netztransformator des Gesamtgeräts muß größer ausgeführt werden, weil er die Leistung der Oszillatordröhre (zweckmäßig einer Endpentode, mit Amplitudenregelung vom Schirmgitter aus) herzugeben hat.

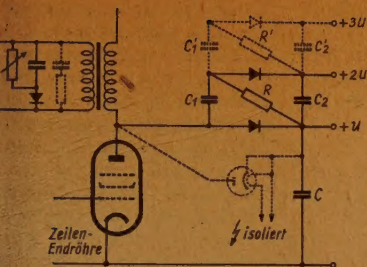
c) Hochspannungserzeugung aus den Zeilenrücklaufimpulsen. Diese Methode besitzt eine Reihe großer Vorzüge. (Sie wurde seinerzeit bei uns seitens der Fernseh-AG. angewandt und schützt insbesondere die Braunsche Röhre vor Einbrennen des Schirmes bei Ausfall der Ablenkung, weil dann gleichzeitig die Hochspannung verschwindet.) Bei der magnetischen Ablenkung erfolgt bekanntlich in den Ablenkspulen bzw. dem diesen vorgeschalteten Transformator während der eigentlichen Zeile ein stetiger Stromanstieg. Verknüpft mit dem Aufbau der ma-

gnetischen Felder ist eine Speicherung von Energie in diesen, welche während der kurzen Zeit des Zeilenrücklaufs wieder abgebaut bzw. vernichtet werden muß, damit eine neue Zeile beginnen kann. Gesteuert wird dieser Vorgang durch die Zeilen-Endröhre, welche man durch den Zeilenimpuls zu sperren pflegt. Durch den außerordentlich schnellen und steilen Stromanstieg bzw. den zugehörigen magnetischen Feldabbau entsteht eine sehr hohe, positive Induktionsspannung von 2 bis 3 kV an der Anode. Damit keine Ausschwingvorgänge (kenntlich an vertikalen Bildkanten) am Beginn der neuen Zeile auftreten, müssen Ablenkspulen und Transformator hinreichend stark gedämpft sein, am besten halbwellenmäßig über eine Diode.

Diese ohnehin im Gerät vorhandene, hohe Impulsspannung ist zur Hochspannungserzeugung sogar besser geeignet als eine Sinuswelle, da am Gleichrichter eine geringere Gegenspannung auftritt. Gemäß Abb. 1c muß der Gleichrichter bei Normalbetrieb die doppelte Scheitelspannung aushalten, die sich aus der Kondensatorspannung und der negativen Halbwelle des Transformators zusammensetzt. Bei Impulsbetrieb habe die positive Impulsspitze zwar die gleiche Höhe U_s



(s. Abb. 2a), die negative Welle hingegen ist viel flacher. Denn die Nulllinie ist so definiert bzw. stellt sich stets so ein, daß beiderseits von ihr stets die Flächen, d. h. die Produkt von Strom bzw. Spannung mal Zeit einander gleich sind. Unter den dargestellten Verhältnissen von positiver Impulshöhe U_s , bei einer Impulsdauer von 10 μ s, Periodendauer 100 μ s beträgt die negative Welle etwa 0,1 U_s . Der Ladekondensator wird etwa auf U_s aufgeladen, der Gleichrichter bekommt als Sperrspannung nur 1,1 U_s , gegenüber 2 U_s bei der Sinuswelle (s. Abb. 2b). Bei Impulsbetrieb ist bei gleicher Ausgangsspannung also die Strombelastung des Gleichrichters in Sperrrichtung wesentlich geringer als bei Normalbetrieb, so daß nach Tabelle 1 ein kleinerer Typ gewählt werden kann. Wird als Gleichrichter eine Diode benutzt, so muß diese eine hochisolierte Heizwicklung bekommen, die



em Anoden-Gleichpotential der Braun-Röhre liegt. (Gestrichelt in Abb. 3, an des untersten Gleichrichters.)

Spannungsvervielfachung bei Impulsbetrieb. Die neuen Metallgleichrichter geben aber auch Spannungsvervielfachung beim Aufbau der Impulsschaltung Abb. 3, indem man die Gleichrichter über Speisekondensatoren C_1, C_1' auf zusätzliche, mit dem ersten in Reihe geschaltete Ladekondensatoren C_2 arbeiten. Die Widerstände R, R' sind erforderlich, um die negativen Impulshalben abzuleiten, welche über die zugehörigen Ladekondensatoren zugeführt werden und nicht aufladen sollen. An Stelle der Parallelschaltung von C_1, C_1' kann auch Parallelschaltung bzw. -speisung benutzt werden, wenn man die unteren Enden beider an die Kathode legt. Man vermeidet damit den gleichen Strom und den Spannungsabfall. Man muß aber dann C_1' mit doppelter Spannfähigkeit ausführen, so daß doch meist die Parallelschaltung zweckmäßiger ist. Die Widerstände R vergrößern einerseits die Regelungsfehler, andererseits dürfen sie nicht auf die Ausgangsspannung nicht zu

wohl erspart werden könnte.) Da die Kondensatoren nur klein sind (5 nF), ergibt sich ein sehr kleiner und leichter Hochspannungsteil, der billig und frei von Hochspannungsüberschlägen ist, welche sogar bei hochisolierten Heizwicklungen vorkommen. Die Werte für Ein- und Ausgangsspannungen bei den verschiedenen Vervielfachungen sind in Tabelle 2 wiedergegeben, desgleichen die zugehörigen Gleichrichtertypen.

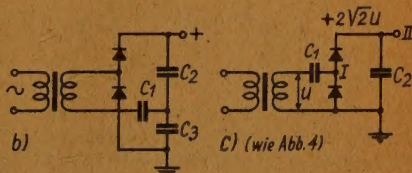
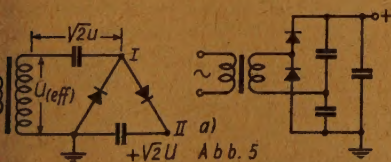
Tabelle 2 (zu Abb. 3):

Betriebswerte bei
Impuls-Gleichrichtung

Impuls- Spitzen- spannung in kV	Ungefähre Ausgangsgleich- spannung bei 100 μ A Last			Gleich- richter- typ 36 EHT
	Einweg	Ver- dopplung	Verdrei- fachung	
1,45	1,31	2,34	3,34	20
1,81	1,64	2,93	4,18	25
2,18	1,96	3,52	5,00	30
2,54	2,19	4,10	5,85	35
2,90	2,62	4,68	6,57	40
3,47	2,95	5,28	7,52	45

2. Spannungsvervielfacher: Neuer Hochspannungsnetzteil mit niedriger Eingangsspannung

Hier wird eine Methode entwickelt, die sich auf dem normalen Gegentakt-Netztransformatoren (meist 2×350 Volt) im Niederspannungsteil des Fernsehgerätes aufbaut, ausgehend von der Schaltung Abb. 4 nach Cockcroft-Walton zur Spannungsverdoppelung. Der Punkt I führt eine Wellenspannung mit einem Maximalwert von der doppelten Scheitelspannung des Transformators, der Punkt II hat letzteren Wert als Gleich-



ein. Empfohlen wird 1 M Ω , wobei eine Spannung von 5 bis 10% bei 100 μ A auftritt. Der Verlust an den Zeilenablenkspulen ist einerseits durch RC-Dämpfung (gestrichelt), andererseits durch die vorteilhaftere Halbwellendämpfung der Diode dargestellt. (Dabei wirkt die Halbwellen Hochspannungserzeugung aus der Zeilenkipp selbst bedämpfend, so daß eine geeignete Anpassung die linke Diode

spannung. Zur Erläuterung der Wirkungsweise wählen wir einen anderen Weg als der Verfasser, indem wir von der bekannten Spannungsverdopplerschaltung Abb. 5a ausgehen. Für jede Halbwellen ist hier eine Einweggleichrichtung vorhanden, deren Ladekondensatoren in Reihe geschaltet sind. Ein dritter Kondensator sei über beide ersten gelegt, so daß ein Kondensatordreieck vor-

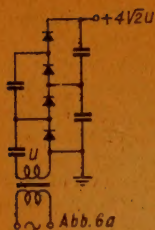


Abb. 6a

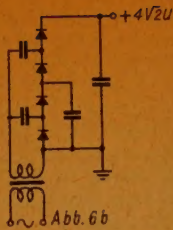


Abb. 6b

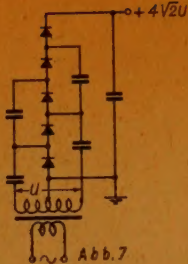


Abb. 7

handen ist, das bekanntlich in einen Stern umgewandelt werden darf, wie in Bild 5c gezeigt. Hierin stellt C_1 einen nur Wechselstrom führenden Speisekondensator dar, der in seinem Zweige auch an eine andere Stelle gelegt werden kann. Der eine der beiden Ladekondensatoren läßt sich einsparen, wodurch die mit Abb. 4 identische Schaltung 5c entsteht. Ihre Wirkungsweise kann man so auffassen, daß C_2 einerseits über den oberen Gleichrichter in Reihe aufgeladen wird, andererseits parallel zu dem unteren liegend, dessen Sperrspannung speichert und glättet. Grundsätzlich richtet in den folgenden Schaltungen jede weitere Stufe die am Gleichrichter der vorigen stehende Sperr-Wellenspannung („peak-inverse voltage“) gleich und glättet sie.

Gemäß Abb. 6a, b ist sowohl Reihen- wie Parallelspeisung mittels der Kondensatoren möglich, wobei im ersten Falle die Kondensatoren jeder Seite mit gleichen Spannungen beansprucht werden, aber verschiedenen Strom führen und daher verschieden groß zu wählen sind. Der Fall b erfordert gleiche Kondensatoren von verschiedener Spannung, was meist schwieriger ist.

Für die Brummspannung am Ausgang bei Reihenspeisung ist anzusetzen:

$$U_B = \frac{I}{f} \left(\frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_4} + \dots + \frac{1}{C_{2n}} \right)$$

wobei I der Entladestrom, f die Frequenz ist, bei n Doppelstufen ($2n$ Gleichrichtern), wobei C anscheinend den untersten, größten Kondensator darstellt. Als Summenformel ergibt sich

$$U_B = \frac{I}{fC} \cdot \frac{n(n+1)}{2}, \text{ nach welcher sich}$$

geringe Stufenzahl, also hohe Transformatorspannung empfiehlt. Für den Regelungsfehler ergibt sich

$$U_R = \frac{I}{f \cdot C} \cdot \frac{2n^2}{3}$$

renmitte gelegt worden ist. Das bedeutet außer einer Spannungshalbierung im unteren Kreis eine zusätzliche Wechselspannung am oberen Ende, zu deren Gleichrichtung eine zusätzliche Stufe erforderlich ist. Als weiteren Spannungsgewinn kann man so erzeugten hohen Gleichspannung die niedere Anodengleichspannung hinzupaddieren, indem der unterste Gleichrichter mit der Katode der Gleichrichterröhre verbunden, also auf das Anodenpotential des Verstärkers gelegt wird.

Die praktische, als „West EHT“-Einheit gezeichnete Ausführung ist in Abb. 7 wiedergegeben. Sie erzeugt 5,5 kV Gleichspannung aus einem Netztransformator für 2×350 mit 400 V Abfall bei einer Stromänderung von 50 auf 150 μA , also ca. 7% Regelungsfehler. Die Schaltelemente befinden sich in einem Schutzgehäuse aus Isolierrohr senkrecht stehend, mit dem Hochspannungsausgang am oberen Ende, Einlochbefestigung und 3 Zuleitungen am unteren. Der bisher besondere Hochspannungstransformator ist also jetzt völlig fort, womit hochwertige Eisenbleche und teurer dünner Kupfer erspart werden und eine beträchtliche Gewichtverringerung zu verzeichnen ist. Wenn ein Doppelweggleichrichter benutzt wird, ist

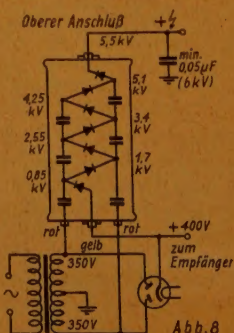


Abb. 8

Brummspannung gering und wegen Glättung nach R-C-Gliedern übrig bleibt. Es bleibt zum Schluß noch zu erwähnen, daß die neue vielfacherspeisung mit mehreren gleichrichterröhren eine große Vorteil bietet, bei spannungsgewinnung für 25 bis 50 kV Projektionsröhren.

ndbar sein wird, wobei auch höhere
ngsfrequenzen in Frage kommen.

Dr. Violet
(fang der Originalarbeit 2mal 6 Seiten.)

Eine neue englische Fernsehkamera*)

Beendigung des Krieges wurde in den
ratorien der „Electrical and Musical
tries“ eine Fernsehkamera entwickelt,
egenüber der augenblicklich in dem regel-
gen Fernsehdienst der BBC verwen-
„Emitron“-Kamera eine fünfzigmal
e Lichtempfindlichkeit besitzt. Die neue
era, die u. a. bei der Übertragung der
lichen Hochzeit im November 1947 aus-
ert wurde, ist so lichtstark, daß normale
enbeleuchtung mehr als ausreichend zur
lung kontrastreicher und plastischer
r ist und das Objektiv in den meisten
a sogar noch etwas abgeblendet werden
wodurch eine sehr erwünschte Erhöhung
iefenschärfe eintritt.

Vorteil der hohen Lichtstärke tritt be-
rs bei der Übertragung von Außenauf-
en, etwa von sportlichen Ereignissen
rscheinung, wo die alte „Emitron“-
era, außer bei direktem Sonnenschein,
ens versagte. Aber auch bei Atelierauf-
en ist die erhöhte Lichtstärke sehr wert-
da die Beleuchtung jetzt auf ein den
nspielen nicht mehr lästiges Maß herab-
zt werden kann. Die Erhöhung der Licht-
e ist eine Folge einer bisher nicht be-
gegebenen Nachkriegserfindung, durch
Empfindlichkeit des aus mikroskopischen
Fotoelementen bestehenden Mosaik-
es wesentlich vergrößert wird.

a der erhöhten Lichtstärke stellt die
Fernsehkamera auch in bildtechnischer
ung einen nicht unwesentlichen Fort-
t dar. Die Kamera arbeitet nach dem
nten Prinzip: ein Objektiv entwirft
ld von der aufzunehmenden Szene auf
Schirm, der mosaikartig aus kleinsten
elementen zusammengesetzt ist. Aus den
icht getroffenen Miniaturzellen werden
ektrisch Elektronen ausgelöst, so daß
osaikschirm an diesen Stellen positiv
aden wird. Der Schirm, der eine dem
nen Bild entsprechende Ladungsver-
g aufweist, wird dann von einem Elek-
strahl abgetastet, der die positiven
gen ausgleicht und bei jeder Entladung
mikroskopischen Fotoelementes einen,

Electronic Engineering, Februar 1948.

dessen Ladung proportionalen Stromimpuls
erzeugt, der dem Verstärker und Sender zu-
geführt wird.

Bei der Abtastung mit dem Elektronenstrahl
löst dieser in ganz unerwünschter Weise eine
größere Anzahl von Sekundärelektronen aus
dem Mosaikschirm, die sich über den Schirm
ausbreiten und die Ursache für sehr störende
Bildfehler und „Geisterschatten“, die über
das Bild huschen, sind. Besonders bei be-
wegter Kamera und bei Schwenkungen wird
dadurch das Bild oft vollkommen undeutlich.
Diese jedem Besitzer eines Fernsehempfängers
wohlbekannte Erscheinung wird durch die
weitere Erfindung vermieden, auf die die
„Electrical and Musical Industries“ ein Patent
erlangt haben (Britisches Patent 446661).
Nach dieser Erfindung wird der Mosaik-
schirm auf dem Potential der den abtastenden
Elektronenstrahl erzeugenden Katode stabili-
siert. Dadurch treffen die Elektronen mit
sehr geringer kinetischer Energie auf den
Mosaikschirm, die nicht zur Auslösung von
Sekundärelektronen ausreicht. Die Folge
dieser Maßnahme sollen Bilder von bisher
nicht gekannter Klarheit sein. Die Erfindung
hat auch der neuen Kamera den Namen —
„C.P.S. Emitron“ (Cathode Potential Stabili-
sation) — gegeben.

Dr. F.

Metall-Keramik-Verbindungen mit Titan

In den Laboratorien der General Electric
Company in Schenectady ist ein Verfahren
zur Herstellung vakuumdichter Verbindungen
von Kupfer oder Silber mit keramischen
Körpern ausgearbeitet worden, bei dem Titan
als Bindemittel dient¹⁾. Das Titan, das ja
keineswegs ein so seltenes Element ist, wie
man vielfach annimmt, wird in der Form
des Hydrids verwendet. Es wird als feines,
metallisch aussehendes Pulver von der che-
mischen Industrie in den Handel gebracht,
ist in diesem Zustand sehr beständig, ver-
ändert sich nicht an der Luft und nimmt
keine Feuchtigkeit auf.

Die mit dem Metall zu verbindenden Stellen
des keramischen Körpers werden mit einer
Paste bestrichen, die man durch Aufschläm-
mung von Titanhydrid-Pulver, dessen Korn-
größe möglichst kleiner als 10μ sein soll, in
einem Nitrozellulose-Lack mittlerer Zähig-
keit herstellt. Die Paste muß sich mit einem

¹⁾ H. W. Greenwood, A Titanium Technique for Metal-
Ceramic Seals, Electronic Engineering, Band 20,
März 1948, Seite 100.

Pinsel leicht auftragen lassen. Unmittelbar nach dem Aufbringen der Paste wird das mit dem Keramik-Körper zu verbindende Metall in Form eines Plättchens, Ringes oder in pulverisiertem Zustand auf den Körper aufgelegt. Als Metall kommen Kupfer, Silber oder eine Kupfer-Silber-Legierung in Betracht; auf je drei Gewichtsteile Titanhydrid kommen dabei beispielsweise sieben Gewichtsteile Kupfer.

Der keramische Körper wird dann langsam auf 900 bis 1000° C erhitzt. Dabei gibt das Titanhydrid Wasserstoff ab, der die Metalloberfläche einhüllt und gegen Oxydation und Verunreinigungen schützt. Bei etwa 900° C schmilzt das Metall-Lot, breitet sich über die Oberfläche des Keramikkörpers aus und bildet auf diesem einen festhaftenden und vakuumdichten Belag. Zahlreiche Prüfungen haben ergeben, daß die so hergestellten Verbindungen mechanisch fester als die keramischen Körper der Steatit- oder Magnesiumsilikat-Gruppe selbst sind.

An den so auf dem keramischen Körper erzeugten Kupfer- oder Silberbelag kann nun ein beliebiges Metallteil angelötet werden, oder der Belag dient als Bindeglied beim Ansetzen eines weiteren keramischen Teiles. Das Verfahren, das durch seine Einfachheit hervorsticht, dürfte besonders für die Röhrenherstellung geeignet sein und in vielen Fällen den Austausch von Glas gegen keramische Stoffe mit günstigeren elektrischen und mechanischen Eigenschaften gestatten. Da die mit Titanhydrid gewonnenen Metall-Keramik-Verbindungen vollkommen starr und unbeweglich sind, lassen sie sich gut für den Aufbau und die Halterung von Röhrensystemen verwenden, zumal sie auch einwandfreie Verbindungen mit Chrom-, Molybdän- und anderen hochschmelzenden Drähten gestatten. Dr. F.

(Umfang der Originalarbeit 1 Seite.)

Zeichnungen nach Angaben der

Verfasser vom FUNK UND TON Labor:

Römhild	12
Tresler	49

FUNK UND TON erscheint mit Genehmigung der französischen Militärregierung. Monatlich 1 Heft. Verlag: VERLAG FÜR RADIO-FOTO-KINOTECHNIK GMBH, Berlin-Borsigwalde, Eichborndamm 141/167. Herausgeber und verantwortlich für den Inhalt: Professor Dr. Gustav Lehäuser. Bezugspreis vierteljährlich 9,— M. Bei Postbezug 9,15 M (einschl. 15 Pf. Postgebühr zuzüglich 12 Pf. Bestellgeld. Die Abonnementsgebühren werden innerhalb Groß-Berlins durch die Filialboten monatlich kassiert. Bestellungen beim Verlag sowie bei den Postämtern aller Zonen. Der Nachdruck einzelner Beiträge ist nur mit Genehmigung des Verlages gestattet. Druck: Druckhaus Tempelhof, Berlin.

Adressenänderung

Unsere neue Anschrift lautet:

Berlin-Borsigwalde, Eichborndamm 141/167

Wir bitten, Einsendungen an die Verlagsanschrift und nicht persönlich an Mitglieder der Redaktion zu richten.

Inhaltsverzeichnis

FUNK UND TON

Bd. 2 (1948), Nr. 9, Seiten 435...488

Prof. O. Zinke: Gespeiste Dipolgruppen als Längstrahler für breiten Frequenzbereich.

DK 621.396.677.2: 621.396.2.001: 621.396.673.

029.63/4: 621.396.553

Baurat J. Kammerloher: Beitrag zur Berechnung vormagnetisierter Drosselspulen.

DK 621.318.42.001.2: 621.3.012

Dr.-Ing. F. W. Gundlach: Die Raumladungsteuerung im Laufzeitgebiet bei hohen Aussteuerungsgraden.

DK 621.385.1: 537.525.92

Dr.-Ing. Wilhelm Klein: Abgestimmte Röhrenvoltmeter in der Trägerfrequenztechnik.

DK 621.317.729.1+ 621.396.44

Harry Hertwig: Elektrische Kippschwingungen.

DK 621.319.55

Referate

Der Zündmechanismus bei Relaisröhren mit kapazitivem Zünder. *)

DK 621.3.032.43: 621.314.653

Der selbsterrregte mechanische Verstärker. *)

DK 621.394.648

Die Verstärkerröhre als veränderlicher Blindwiderstand. *)

DK 621.385.831+ 621.318.7.011.2: 621.392.42

Messung der Nachhallzeit mit Hilfe eines exponentiellen Verstärkers. *)

DK 621.317.351: 621.314.3: 534.844.1

Eine Schaltung mit niedrigem Rauschpegel für das Kondensator-Mikrofon. *)

DK 621.395.613.5.015.2: 537.526.9

Hochspannungserzeugung für Fernsehgeräte. *)

DK 621.397.62.062: 621.383.5: 537.311.33: 621.

814.63: 621.314.671.068

Eine neue englische Fernsehkamera.

DK 621.397.811.2.062

Metallkeramikverbindungen mit Titan. *)

DK 621.775.74: 546.821

Von den mit einem *) versehenen Referaten können Fotokopien der Originalarbeiten gegen Voreinsenden des Betrages in Briefmarken von M 2,— für Seite sowie des Einschreibepostes zur Verfügung gestellt werden.